

---

**Produktion von  $K^*$ - und  $\Phi$ -Mesonen  
in pp- und PbPb-Reaktionen  
am CERN-SPS**

**Thomas Sammer**

**Dissertation**

**November 2000**

---

**Max-Planck-Institut für Physik  
– Werner-Heisenberg-Institut –**



---

# Produktion von $K^*$ - und $\Phi$ -Mesonen in pp- und PbPb-Reaktionen am CERN-SPS

Dissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

der  
Fakultät für Physik der  
Technischen Universität München  
vorgelegt von

**Thomas Sammer**

November 2000

---

Max-Planck-Institut für Physik  
– Werner-Heisenberg-Institut –



Max-Planck-Institut für Physik  
– Werner-Heisenberg-Institut –

**Produktion von  $K^*$ - und  $\Phi$ -Mesonen  
in pp- und PbPb-Reaktionen  
am CERN-SPS**

**Thomas Sammer**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. Manfred Lindner

Prüfer der Dissertation:

1. Hon.-Prof. Dr. Norbert Schmitz
2. Univ.-Prof. Dr. Stephan Paul

Die Dissertation wurde am 30. 11. 2000 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 25. 01. 2001 angenommen.



# Vorwort

*Les Philosophes qui font des systèmes sur la secrète construction de l'univers, sont comme nos voyageurs qui vont à Constantinople, et qui parlent du Sérail: Ils n'en ont vu que les dehors, et ils prétendent savoir ce que fait le Sultan avec ses Favorites.*

Voltaire, *Pensées Philosophiques* (1766)



# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b>	<b>III</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Aspekte und Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Phänomenologie der Hadron-Hadron-Physik . . . . .	4
2.2 Vorstellungen und Modelle in der Schwerionenphysik . . . . .	10
2.3 Motivation und Ziel der Untersuchung von Resonanzen . . . . .	16
<b>3 Experimentelle Aspekte und NA49</b>	<b>19</b>
3.1 Überblicksdarstellung des Experimentes NA49 . . . . .	20
3.2 Komponenten und Detektorsysteme in NA49 . . . . .	23
3.2.1 Strahldetektoren und Triggersystem . . . . .	23
3.2.2 Magnete . . . . .	25
3.2.3 Spurendriftkammern . . . . .	26
3.2.3.1 Grundlegendes zu Spurendriftkammern . . . . .	26
3.2.3.2 Beschreibung der Spurendriftkammern in NA49 . . . . .	28
3.2.4 Flugzeitwände . . . . .	32
3.3 Datenrekonstruktion . . . . .	34
<b>4 Generelle Aspekte der Analysemethodik</b>	<b>37</b>
4.1 Spezifischer Energieverlust und Teilchenidentifikation . . . . .	38
4.1.1 Ionisierung von Gasen beim Durchgang geladener Teilchen . . . . .	38
4.1.2 Experimentelle Bestimmung der Ionisierung . . . . .	42
4.1.3 Extraktion von Wahrscheinlichkeiten zur Teilchenidentifikation . . . . .	51

4.2	Konzept der invarianten Masse und Untergrundbestimmung . . . . .	58
4.2.1	Invariante Masse und Resonanzsignal . . . . .	58
4.2.2	Methode der Ereignismischung zur Untergrundbestimmung . . . . .	59
4.3	Qualitätskriterien, Zentralitätsbestimmung und Korrekturmethode . . . . .	60
4.3.1	Ereignis- und Spurselektion . . . . .	60
4.3.2	Zentralitätsbestimmung . . . . .	61
4.3.3	Korrekturen bei der Extraktion der Resonanzproduktion . . . . .	63
4.3.3.1	Akzeptanz- und Effizienzkorrektur . . . . .	64
4.3.3.2	Korrektur der Teilchenidentifikationsverluste . . . . .	65
4.3.3.3	Vertexkorrektur . . . . .	66
4.3.3.4	Phasenraumschnitte . . . . .	66
4.4	Simulation . . . . .	66
4.4.1	Massenverteilung . . . . .	67
4.4.2	Kinematische Verteilungen . . . . .	68
4.4.3	Zerfall und Lorentztransformation . . . . .	69
4.4.4	Berücksichtigung höherer Resonanzen . . . . .	69
4.4.5	Anpassung der Simulation an die experimentellen Verteilungen . . . . .	71
4.4.6	Resonanzproduktion und Wirkungsquerschnitt . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Resonanzproduktion in verschiedenen Kollisionssystemen</b>	<b>75</b>
5.1	Proton-Proton-Kollisionen . . . . .	76
5.1.1	$\overline{K}^{*0}(896)$ -Resonanz . . . . .	76
5.1.2	$\Phi(1020)$ -Resonanz . . . . .	82
5.2	Kern-Kern-Kollisionen . . . . .	87
5.2.1	$\overline{K}^{*0}(896)$ . . . . .	87
5.2.2	$\Phi(1020)$ . . . . .	92
<b>6</b>	<b>Résumé</b>	<b>99</b>
<b>A</b>	<b>Kinematische Variable und Konventionen</b>	<b>103</b>
<b>B</b>	<b>Zerfallskanäle und Datensätze</b>	<b>105</b>

<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>107</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>109</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>113</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>115</b>
<b>Schlußwort</b>	<b>119</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Im Grenzgebiet zwischen der Elementarteilchenphysik einerseits, welche durch ein sehr weitgehendes theoretisches Verständnis und mathematische Durchdringung sowie eine einhergehende, ausgiebige experimentelle Untersuchung gekennzeichnet ist, und der Kernphysik sowie weiterer verwandter Felder andererseits, findet eine Reihe von Aktivitäten in Richtung eines detaillierteren Verständnisses der Abläufe bei komplizierteren Vielteilchensystemen statt.

So sind die Eichfeldtheorien der Quantenelektrodynamik und der Quantenchromodynamik in der Beschreibung der elementaren Prozesse sehr detailliert und erfolgreich. Die im sogenannten Standardmodell der Elementarteilchenphysik, der zur Zeit geläufigsten Form der Beschreibung des Aufbaus der Materie und deren Wechselwirkungen, gesammelten Theorien liefern eine genaue mathematische Beschreibung der elementaren Prozesse. Allein die Leptonexperimente am Speicherring LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider) konnten die Vorhersagen über die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung und andere Größen des Standardmodells an Hand von elementaren  $e^+e^-$ -Kollisionen mit ungeheurer Präzision bestätigen. Eine Vielzahl anderer experimenteller Überprüfungen wurde vorgenommen und lieferte bisher keinerlei Widerspruch oder konnte in das theoretische Gebäude über den Aufbau der Materie und deren Wechselwirkungen inkorporiert werden.

Schon ein Übergang zu komplexeren Gebilden wie Hadronen, gemäß dem Standardmodell aufgebaut aus den elementaren Quarks und Gluonen (Partonen), und deren Wechselwirkungen untereinander, stellt die theoretische Beschreibung vor größere Schwierigkeiten als die Behandlung der von der starken Wechselwirkung beschriebenen Interaktion deren Konstituenten. Insbesondere bei der Beschreibung der Wechselwirkungen bei größeren Abständen, den weichen Prozessen, stößt die Theorie auf erhebliche Schwierigkeiten.

Ein noch komplizierteres Umfeld stellt demgemäß die Schwerionenphysik dar, wo Kollisionen schwerer Kerne das Objekt der Untersuchungen sind. Die Motivation hierfür ist vielfältig, basierend jedoch auf der Annahme, mit derartigen Kollisionen Materie hoher Energiedichte bzw. hoher Temperatur zu erzeugen. So würde dies einerseits Rückschlüsse auf astrophysikalische und kosmologische Theorien zulassen, wie das heutige Verständnis des Anfangs des Universums oder das Verhalten von Neutronensternen. Andererseits berührt dies ebenso teilchenphysikalische Fragen, insofern Gitterrechnungen für die Quantenchromodynamik einen neuen Zustand der Materie bei diesen Energiedichten vorhersagen, der in Schwerionenkollisionen unter Umständen erreicht werden könnte.

In der vorliegenden Abhandlung wird nun die Produktion extrem kurzlebiger Teilchen (Resonanzen) sowohl in Hadron-Hadron- als auch in komplexeren Kern-Kern-Kollisionen untersucht, wobei Wert auf einen systematischen Vergleich gelegt wird. Dies wird insbesondere durch die kontrollierte Veränderung der Größe des kollidierenden Nukleus-Nukleus-Systems durchgeführt, welche an Hand der Zentralität des Stoßes ausgewählt werden kann.

Die Strukturierung der Dissertation befolgt die bewährte Einteilung in vier größere Kapitel. Nach dieser Einleitung sollen zunächst die Theorien und Modellvorstellungen hinsichtlich der relevanten physikalischen Gebiete erläutert und die Arbeit in den Kontext der experimentellen Aktivitäten eingeordnet werden. Anschließend wird das Experiment in gebotener Kürze beschrieben. Ein weiteres Kapitel behandelt die Methodik der Analyse, insbesondere die Teilchenidentifikation, die Korrekturen und die Simulation. Schließlich folgen die Ergebnisse der Resonanzanalyse, geordnet nach den verschiedenen Kollisionssystemen und der betrachteten Resonanz, sowie schließlich die Zusammenfassung der Resultate.

Hinsichtlich der Form der Abhandlung sei als abschließende Bemerkung noch erwähnt, daß die ruhmreiche Reform der deutschen Orthographie auf Grund deren zeitlicher Nähe nicht mehr inkorporiert wurde, sowie daß die in der Hochenergiephysik leider sehr weitverbreiteten Anglismen wo immer möglich, selbst bei im Deutschen mittlerweile selten gebrauchten Analoga, umschrieben oder nur in Klammern angegeben wurden.

# Kapitel 2

## Theoretische Aspekte und Grundlagen

Da in der vorliegenden Studie sowohl Hadron-Hadron- als auch Kern-Kern-Wechselwirkungen behandelt werden, sollen nun zunächst die in diesem Zusammenhang relevanten Modelle und Vorstellungen in Erinnerung gerufen werden. Die Darstellung beschränkt sich in diesem Rahmen selbstverständlich auf eine qualitative Schilderung, ansonsten sei auf die diesbezügliche Literatur ([Perk 86, Rück 96, Wong 94]) verwiesen.

Nach einer Rekapitulation der Phänomenologie von Hadron-Hadron-Kollisionen wird auf das Gebiet der Schwerionenphysik eingegangen. Schließlich werden die Motivation und das Ziel der vorliegenden Arbeit über die Produktion von Resonanzzuständen in Proton-Proton- und Kern-Kern-Kollisionen näher erläutert.

## 2.1 Phänomenologie der Hadron-Hadron-Physik

Das gegenwärtige Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den bekannten elementaren Bausteinen der Materie ist im **Standardmodell** (SM) der Teilchenphysik gesammelt.

Die sechs bisher bekannten Quarks werden analog den Leptonen in drei Familien (Tab. 2.1) eingeteilt, wobei die Farbladung eines Quarks im Unterschied zur elektrischen Ladung drei Werte (z.B. rot, grün und blau) annehmen kann, und die zugehörigen Antiteilchen gleiche Masse und Spin, doch komplementäre Farb- und elektrische Ladung besitzen. Zudem tragen die Gluonen als die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, im Unterschied zum Photon der elektromagnetischen Wechselwirkung, selbst Farbladung, so daß das starke Bosonfeld Selbstwechselwirkungen zeigt. Die Bindung der als elementar angenommenen Quarks zu Hadronen durch die Kopplung der Farbladung mittels der Gluonen wird im Rahmen der **Quantenchromodynamik** (QCD) beschrieben.

Fermionen		Bosonen	
Quarks	Leptonen	elektroschwach	stark
up (u)	Elektron ( $e$ )	Photon ( $\gamma$ )	8 Gluonen ( $g$ )
down (d)	$e$ -Neutrino ( $\nu_e$ )		
charm (c)	Myon ( $\mu$ )	$W^\pm - /Z^0$ -Boson	
strange (s)	$\mu$ -Neutrino ( $\nu_\mu$ )		
truth (t)	Tauon ( $\tau$ )		
beauty (b)	$\tau$ -Neutrino ( $\nu_\tau$ )		

Tabelle 2.1: Tabelle der bisher bekannten Fermionen geordnet in drei Quark- und Leptonfamilien sowie der Eichbosonen der elektroschwachen – und starken Wechselwirkung.

Die nur in farbneutralen Zuständen auftretenden Hadronen können demgemäß aus einem Quark-Antiquark-Paar ( $q\bar{q}$ ), den Mesonen, oder aus einem Quark-Triplett ( $qqq$ ), den Baryonen, bestehen. Die Vielzahl beobachteter Hadronen rief ursprünglich die Frage nach elementareren Bausteinen hervor und gab den Anstoß zur Entwicklung des Quarkmodells, das mit obigen Kombinationen die beobachteten Meson- und Baryonfamilien in natürlicher Weise erklären konnte.

Das oft in der Form

$$\mathcal{V}_{QCD} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + kr \quad (2.1)$$

dargestellte Potential zwischen zwei Quarks legt eine weitere Besonderheit der starken Wechselwirkung offen. Der erste Term, dem Coulombpotential ähnlich, bestimmt die Wechselwirkung bei kleinen Abständen, wo die Quarks auf Grund der abstandsabhängigen starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  in die asymptotische Freiheit übergehen, während der zweite Term bei größeren Abständen dominiert und den Einschluß der Quarks in Hadronen (engl. *confinement*) bewirkt, so daß diese nicht isoliert beobachtet werden können. Eine Entfernung der Quarks voneinander führt stattdessen zur energetisch günstigeren Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares, allgemein zur Fragmentation in Hadronen und somit Teilchenproduktion. Dies wurde in  $e^+e^-$ -Kollisionen eindrucksvoll an Hand der sogenannten Jets beobachtet.

Gleichzeitig hat diese Form der Wechselwirkung zur Folge, daß die Quantenchromodynamik nur im Regime kleiner Abstände bzw. großer Impulsüberträge, den harten Prozessen, perturbativ lösbar ist, während im Falle größerer Abstände bzw. kleiner Impulsüberträge, den weichen Prozessen, die Wechselwirkung nicht mittels störungstheoretischer Ansätze behandelt werden kann.

Hadron-Hadron-Wechselwirkungen bedingen auf Grund des Hadronaufbaus aus mehreren Quarks zusätzlich die Lösung eines Vielteilchenproblems. Zudem sind die individuellen Impulstransfers in solchen Wechselwirkungen überwiegend klein. Das Problem präsentiert sich in Analogie zur mathematisch im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) exakt beschreibbaren Wechselwirkung eines Elektrons mit dem Atomkern, während Wechselwirkungen zwischen Atomen nur sehr schwierig analytisch zu greifen sind.

Die Phänomenologie der Hadron-Hadron-Reaktionen ist andererseits relativ gut bekannt. Sie können in elastische und inelastische Prozesse unterschieden werden, deren Verhältnis von der Energie  $\sqrt{S}$  im Schwerpunktsystem der Kollisionspartner abhängig ist. Erstere laufen ohne Energieverlust der Hadronen ab, letztere unter zum Teil erheblichem, in die Teilchenproduktion fließendem Energieumsatz. Bei den für diese Arbeit relevanten hohen Energien von  $5 \text{ GeV} < \sqrt{S} < 100 \text{ GeV}$  ist, wie in Abb. 2.1 dargestellt, der totale Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt annähernd konstant bei  $\sigma_{total} \approx 40 \text{ mb}$ .

In demselben Energiebereich ist zudem der inelastische Prozeß der weitgehend dominierende Reaktionstyp mit  $\sigma_{inel} \approx 30 \text{ mb}$ , wobei man diesen wiederum in diffraktive und nicht-diffraktive Dissoziationen unterteilt. Eine inelastische, diffraktive Reaktion führt zur Anregung des Hadrons unter nur geringem Energieverlust, während ein nicht-diffraktiver Stoß, dessen Anteil am inelastischen Wirkungsquerschnitt ca. 90% beträgt, zu beträchtlichem Energieumsatz führt.

Eine inelastische Nukleon-Nukleon-Kollision läßt sich weiter mittels der Teilchenproduktion charakterisieren, welche von verschiedenen experimentellen Gruppen ([Tho+ 77, Perk 86]) vermessen und parametrisiert wurde. Der Großteil der produzierten Teilchen sind hierbei, wie an Hand von Abb. 2.2 ersichtlich, Pionen,

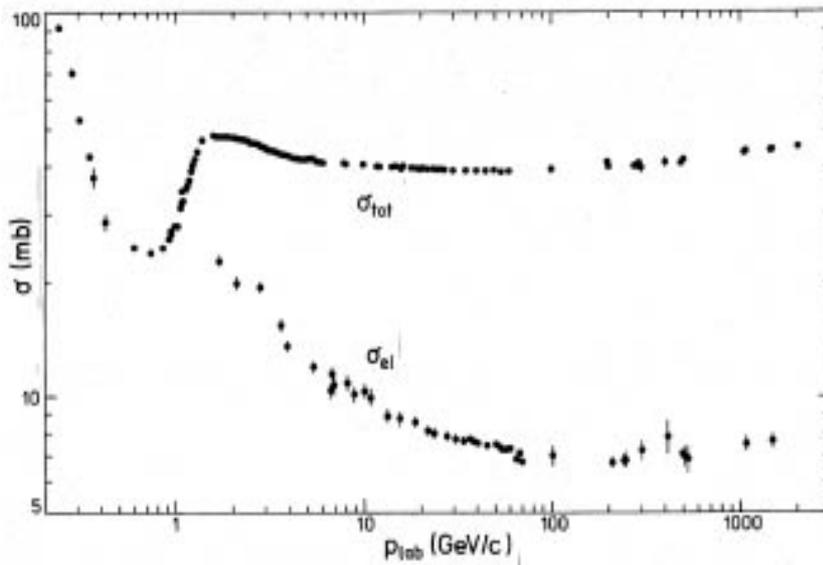


Abbildung 2.1: Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt in  $pp$ -Reaktionen als Funktion der Strahlenergie.

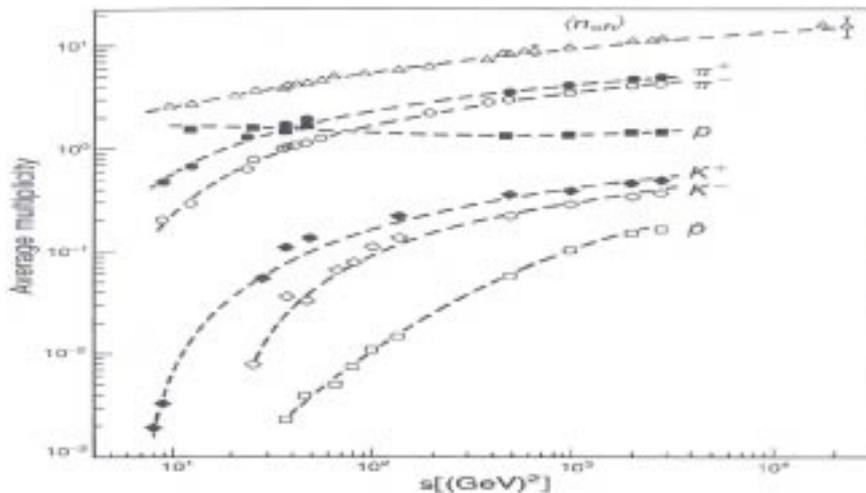


Abbildung 2.2: Mittlere Multiplizität geladener Teilchen in  $pp$ -Kollisionen als Funktion des Quadrates der Schwerpunktsenergie.

ansonsten Kaonen, Protonen sowie baryonische und mesonische Resonanzzustände. Da in der Regel geladene Teilchen gemessen werden, wird meistens die mittlere geladene Teilchenmultiplizität (engl. *charged multiplicity*  $N_{ch}$ ) angegeben, welche approximativ in logarithmischer Weise mit der Schwerpunktsenergie ansteigt. Allerdings wird in Nukleon-Nukleon-Kollisionen im Unterschied zu  $e^+e^-$ -Annihilationen nur ungefähr die Hälfte der verfügbaren Energie in Teilchenproduktion umgesetzt.

Eine mit dieser Feststellung korrespondierende Beobachtung der Nukleon-Nukleon-Phänomenologie ist das Auftreten von Baryonen, die den ursprünglich einlaufenden Nukleonen in ihrer Fragmentationsregion – sowohl in der Vorwärts- als auch der Rückwärtshemisphäre – entsprechen. Diese sogenannten „führenden Baryonen“ (*leading baryons*) tragen einen Großteil des ursprünglichen, also nicht umgesetzten Impulses bzw. der Schwerpunktsenergie, so daß sich die Inelastizität einer Kollision an der Feynmanvariable  $x_F$  (zur Definition der kinematischen Variablen siehe Anhang A) dieses Baryons ablesen läßt. Die höhere Teilchenproduktion in  $e^+e^-$ -Annihilationen hängt mit dem Fehlen dieses „*leading particle*-Effekts“ und dem damit verbundenen, fast vollständigen Energieumsatz zusammen, was wiederum aus anderer Perspektive die Energieerhaltung widerspiegelt. Hinsichtlich eines differenzierten Vergleichs zwischen Nukleon-Nukleon- und Nukleus-Nukleus-Kollisionen sei die Wichtigkeit der Messung des  $x_F$  des führenden Baryons betont, insofern der mittlere transversale Impuls sowie die Multiplizität der produzierten Teilchen hiervon abhängig sind.

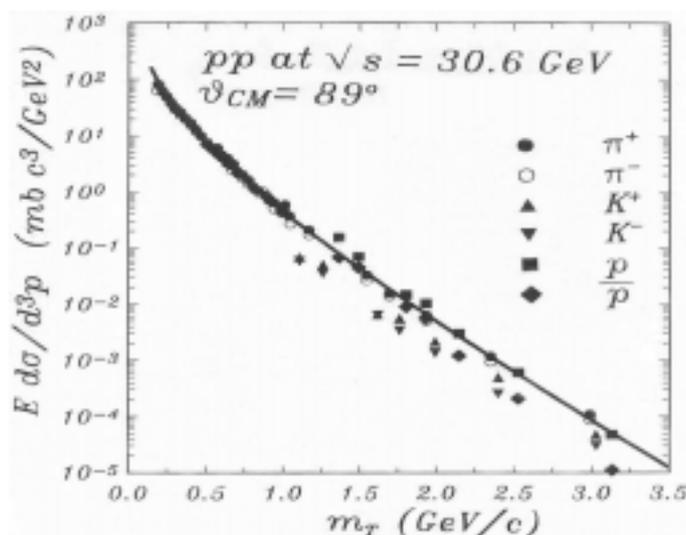


Abbildung 2.3: Differentieller invarianter Wirkungsquerschnitt verschiedener geladener Teilchen in  $pp$ -Kollisionen als Funktion der transversalen Masse.

Des weiteren wurden die transversalen und longitudinalen Verteilungen der produzierten Teilchen im Detail studiert, um Rückschlüsse auf die Wechselwirkung zu erlauben. Die Darstellung des differentiellen invarianten Wirkungsquerschnitts  $E d\sigma/d^3p$  als Funktion der transversalen Masse  $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$  in Abb. 2.3 zeigt beispielhaft die Transversalimpulsverteilung der Fragmentationsprodukte. Dies dokumentiert die dominante Präsenz der weichen Prozesse in Hadron-Hadron-Wechselwirkungen. Aus den qualitativ exponentiell mit  $p_T$  abfallenden Spektren läßt sich

schließen, daß die im Rahmen der perturbativen QCD behandelbaren harten Wechselwirkungen mit  $p_T \geq 1 \text{ GeV}$  nicht vorherrschend sind.

Man ist daher auf die Beschreibung der Wechselwirkung mittels phänomenologischer Modelle angewiesen. Dabei versuchen einerseits mikroskopische Modellansätze, die Wechselwirkung durch das Verhalten der konstituierenden Elementarteilchen zu erklären, während andererseits makroskopische Modelle den Endzustand mittels weniger, globaler Variablen beschreiben sollen.

### a. Mikroskopische Modelle

Die meisten Ansätze für eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Stufen der Wechselwirkung basieren auf dem Stringmodell. Hierbei stellt man sich das Farbfeld zwischen den Quarks eines Hadrons auf Grund der Selbstwechselwirkung als eine Art Band, den *String*, vor. Im Falle eines Mesons faßt man dies als ein Band zwischen Quark und Antiquark auf, im Falle eines Baryons zwischen Quark und Diquark-System.

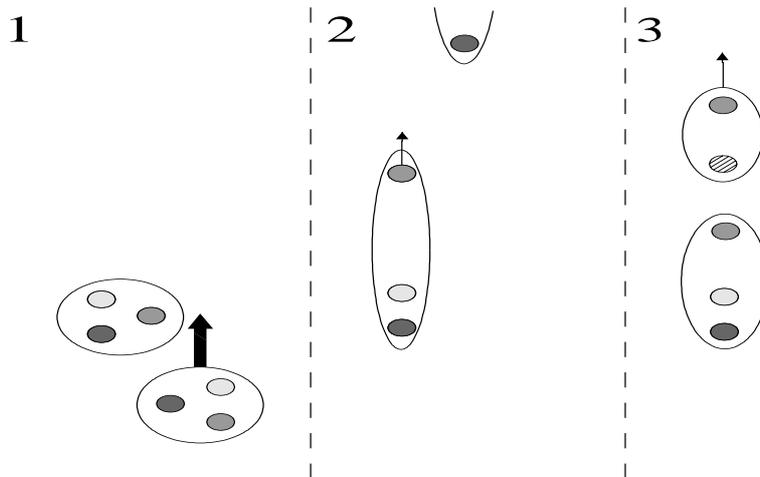


Abbildung 2.4: Beispiel der Fragmentation im Stringmodell. Durch den Impulstransfer der Kollision erfolgt die Energiedeposition im String. Das auseinanderfliegende Quark-Diquark-Paar dehnt den String, der schließlich durch Erzeugung eines neuen Quark-Antiquark-Paares aufbricht.

Die Formation des Strings erfolgt entweder durch Impuls- oder Farbaustausch bei der Wechselwirkung der Hadronen. Die zur Dehnung des Strings benötigte Energie wird vom Longitudinalimpuls der Quarks an den beiden Enden des Strings geliefert. Die im String gespeicherte Energie nimmt wegen der Struktur des Potentials

der starken Wechselwirkung linear mit dem Abstand zu und schließlich wird das Aufbrechen energetisch günstiger. Die Fragmentation eines Strings resultiert dann in der Produktion eines Quark-Antiquark-Paares und somit in Teilchenproduktion, wie in Abb. 2.4 skizziert. Eine in Simulationen vielbenutzte Parametrisierung der Stingdynamik ist das LUND-Modell ([AnGu 93, Ande 98]).

Motivation für dieses Quark-Diquark-Bild war insbesondere der Effekt der „führenden Baryonen“ in den Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen. Das als Einheit beschriebene Diquark trägt den Großteil des ursprünglichen Impulses des Projektils und fragmentiert üblicherweise direkt in das führende Baryon, womit sich dessen Longitudinalimpulsverteilung in guter Näherung erklären läßt.

Existierende Modelle, wie Nexus, RQMD, Fritiof oder Hijing ([Wern 93, Sorg 95]), basieren auf Stringerzeugung und -fragmentation. Einige Modelle (z. B. Nexus und Hijing) beschreiben außerdem die harten Streuprozesse mittels perturbativer QCD. Die Unterschiede liegen hauptsächlich in den Details der Formation und Fragmentation der Strings. Wie in Kap. 2.2 erläutert werden wird, finden diese Modelle mit entsprechenden Ergänzungen auch für Kern-Kern-Kollisionen Anwendung.

## b. Makroskopische Modelle

Diese Klasse von Modellen bezieht ihre Rechtfertigung aus der erstaunlichen Tatsache, daß sich der Endzustand einer Hadron-Hadron-Kollision mittels relativ einfacher, globaler Variablen beschreiben läßt. Die Kollision wird als eine einzige Wechselwirkung angesehen, die man durch statistische Größen zu erfassen sucht, wobei das Fundament der statistischen Modelle die Thermo- und (relativistische) Hydrodynamik bilden.

Anstoß zu einer derartigen Beschreibung gab der experimentelle Befund, daß sich die Transversalimpulsverteilungen sowie die Teilchenspektren durch die Annahme einer Reaktionszone mit dem Volumen  $V$  und der Temperatur  $T$  im thermodynamischen Gleichgewicht, den Hagedorn'schen Feuerball, erklären lassen ([Hage 83, Beca 97]). Die kinetische Energie in der Reaktionszone wird dabei durch die Temperatur charakterisiert. Diese Temperatur manifestiert sich besonders klar in transversaler Richtung, insofern hier die nicht vollständig zu Teilchenproduktion aufgebrauchten Projektilimpulse eine geringe Rolle spielen. Anhand der Abb. 2.3 kann man ablesen, daß tatsächlich alle Teilchen aus dem Feuerball, wie für eine gemeinsame Temperatur erwartet, dieselbe Steigung in der Verteilung der transversalen Masse  $m_T$  besitzen. Dies ist auch als  $m_T$ -Skalierung bekannt.

## 2.2 Vorstellungen und Modelle in der Schwerionenphysik

Bei Nukleus-Nukleus-Kollisionen im Laboratorium lohnt sich zunächst ein Blick auf die Konfiguration des Stoßes, insofern die Größe des Kollisionssystems sowie natürlich die Schwerpunktsenergie gewählt werden können. In Abb. 2.5 ist die Kollision eines Projektils A mit einem Targetkern B bei dem Stoßparameter  $b$  wiedergegeben, wobei der schattierte Bereich die bei einer Kollision nicht an der Wechselwirkung teilnehmenden Nukleonen (engl. *spectator matter*) im Gegensatz zu den größtenteils durch den geometrischen Überlapp gegebenen Bereich der effektiven Reaktionszone (*participating matter*) darstellt. Während der Stoßparameter  $b$  nicht unmittelbar meßbar ist, wurde eine gute Korrelation der Zentralität der Kollision (je kleiner der Stoßparameter  $b$ , umso größer die Zentralität des Stoßes) mit Größen wie der von den Zuschauernukleonen getragenen Energie, der transversalen Energie oder der Teilchenmultiplizität festgestellt. Deren Messung erlaubt somit eine differenzierte Untersuchung des Stoßes hinsichtlich seiner Zentralität, wie es auch in dieser Abhandlung durchgeführt werden soll.

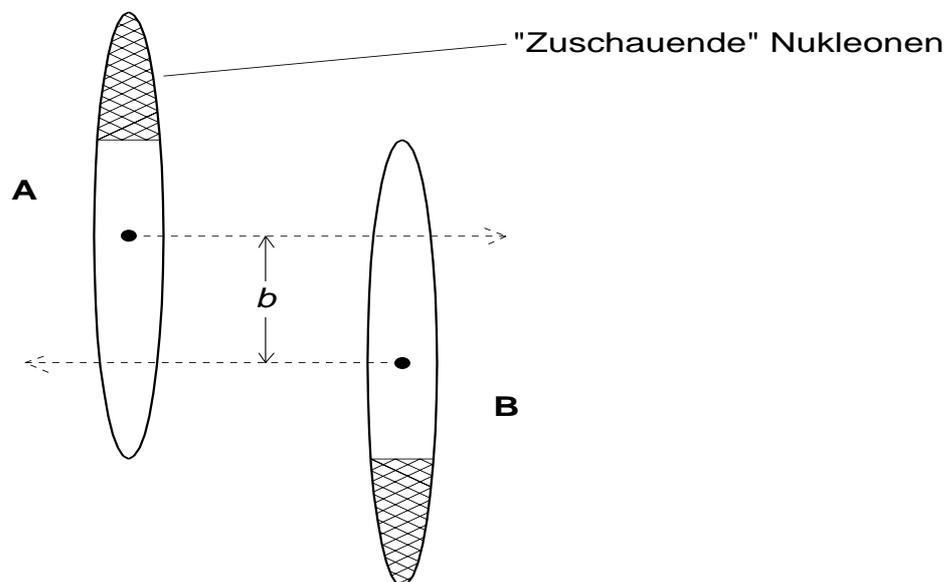


Abbildung 2.5: Kollisionsgeometrie einer relativistischen Nukleus-Nukleus-Kollision mit dem Stoßparameter  $b$ , betrachtet im Schwerpunktsystem. Die nicht an der Reaktion teilnehmenden *Zuschauernukleonen* behalten ihren ursprünglichen Impuls weitgehend unbeeinträchtigt von der Kollision bei; auf Grund der Lorentzkontraktion sind die Kerne in longitudinaler Richtung zu Scheiben deformiert.

Die Vorstellungen hinsichtlich des Ablaufs einer Kern-Kern-Kollision lassen sich nun an Hand von zwei Extremfällen erläutern. In den Abb. 2.6 und 2.7 werden schematisch symmetrische Kollisionen – d. h. zentrale Stöße mit identischen Projektil- und Targetkernen – gezeigt.

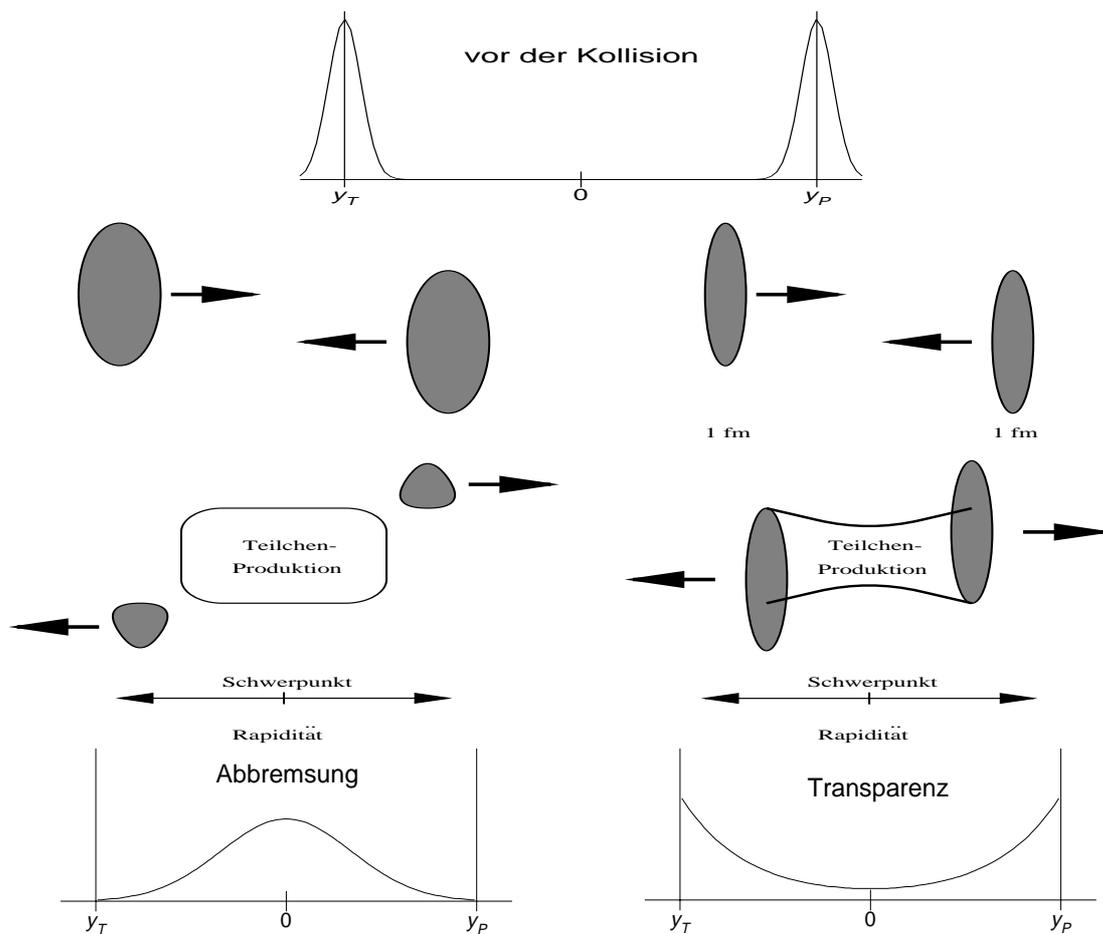


Abbildung 2.6: Landaubild einer Kern-Kern-Kollision.

Abbildung 2.7: Bjorkenbild einer Kern-Kern-Kollision.

Bei niedrigen Energien (bis ca. 15 GeV/Nukleon) sollte das Landau-Szenario Gültigkeit haben. Hier werden die an der Reaktion beteiligten Nukleonen der nur schwach lorentzkontrahierten Kerne fast vollständig abgebremst (engl. *stopping*). Ihre kinetische Energie geht in die Produktion von Hadronen, die sich im Schwerpunktsystem nahe zentraler Rapidity  $Y = 0$  häufen (Abb. 2.6). Im thermischen Modell entspräche dies einem im Schwerpunktsystem der Reaktion ruhenden, isotrop emittierenden Feuerball.

Das komplementäre Bild einer gegenseitigen Transparenz der kollidierenden Kerne geht u. a. auf J. D. Björken zurück ([Bjør 83]) und ist im Bereich hoher Energien von mehr als etwa 200 GeV/Nukleon gültig. Die in diesem Energiebereich stark lorentzkontrahierten Kerne durchdringen einander unter geringer Abbremsung der beteiligten Nukleonen, die man schließlich nahe der Projektil- und Targethemisphäre wiederfindet. Die den Projektilen entzogene Energie wird zur Erzeugung neuer Hadronen benutzt, was zu einer baryonenarmen Zone dazwischen führt (Abb. 2.7). Die Situation bei in dieser Arbeit betrachteten Energien von 160 GeV/Nukleon am SPS (*Super Proton Synchrotron*) liegt zwischen diesen beiden Extremfällen. Man erwartet in diesen relativistischen Kollisionen schwerer Kerne die Erzeugung von Materie hoher Energiedichte, wobei das Volumen der Reaktionszone wie erwähnt durch die gewählten Kerne und Stoßparameter bestimmt wird.

Für quantitative Aussagen über die Eigenschaften von Materie hoher Energiedichte wird auf Gitter-QCD-Rechnungen zurückgegriffen. Diese machen durch Diskretisierung des Raum-Zeit-Kontinuums die divergenten Integrale der nicht perturbativ beschreibbaren Bereiche der QCD wieder analytisch lösbar. Die Gittereichtheorie (engl. *lattice QCD*) sagt dann unter der Annahme eines unendlich ausgedehnten Systems wechselwirkender, aus masselosen Quarks bestehender Hadronen bei homogener Dichte und gleichförmig verteilter kinetischer Energie einen steilen Anstieg der Energiedichte  $\varepsilon$  bei Erhöhung der kinetischen Energie  $E$  bzw. der Temperatur  $T$  voraus, was auf zusätzliche Freiheitsgrade auf dem Niveau der Quarks und Gluonen zurückgeführt wird. Demzufolge sollten sich die Quarks ab einer Grenztemperatur  $T_{krit.}$  frei im heißen Medium bewegen können, also ihr Einschluß in die Hadronen aufgehoben sein, ein allgemein als **Quark-Gluon-Plasma** (QGP) bezeichneter Zustand der stark wechselwirkenden Materie. Die Aufhebung des Quarkeinschlusses hat unter den idealisierten Bedingungen der Gitter-QCD die Form eines Phasenüberganges und sollte sowohl bei hohen Temperaturen als auch bei hohen Dichten erfolgen (siehe Abb. 2.8). Das heiße, baryonenarme QGP entspräche der Situation bei der Entstehung des Universums, das kalte, baryonenreiche QGP dem Inneren von Neutronensternen. Der Übergang dazwischen sollte mittels der modernen Teilchenbeschleuniger im Laboratorium möglich sein.

Es wurde eine Reihe von Observablen vorgeschlagen ([Sond 94, Müll 95, Schm 93]), um das Auftreten dieses neuen Zustands der Materie experimentell nachzuweisen und somit eine grundlegende Vorhersage der Gitter-QCD-Rechnungen zu überprüfen. Die Erzeugung relativ großer Volumina hoher Energiedichte durch Kern-Kern-Kollisionen zu diesem Zwecke war und ist eines der Hauptmotive für die Anstrengungen auf dem Gebiet der experimentellen Schwerionenphysik.

Einige typische Observable der Reaktionen und Signaturen eines Phasenüberganges seien im folgenden kurz vorgestellt.

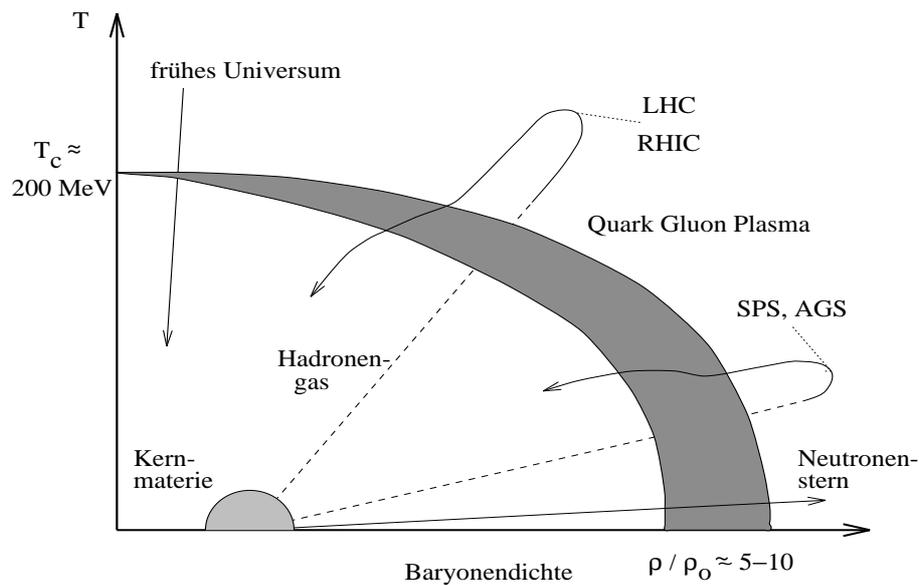


Abbildung 2.8: Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie laut Gitter-QCD-Rechnungen.

- Transversale und longitudinale Spektren produzierter Teilchen  
Spektren des transversalen Impulses  $p_T$  oder der transversalen Masse  $m_T$  beinhalten wie angesprochen Information über die Temperatur bzw. die kollektive Expansionsdynamik der Hadronen zum Zeitpunkt der letzten elastischen Wechselwirkung („thermisches Ausfrieren“). Longitudinale Spektren, oft in der Form von Rapiditätsspektren, liefern Einsicht in die Verteilung der Baryonendichte und den korrespondierenden Energieumsatz.
- Korrelationen  
Bose-Einstein-Korrelationen sowohl für Pionen als auch andere Teilchenarten erlauben Aussagen über die Größe der Zone und die zeitliche Dauer der Teilchenemission.
- Teilchenmultiplizitäten und Teilchenraten  
Die Multiplizität (Anzahl pro Kollision) der produzierten Teilchen, hauptsächlich der dominierenden Pionen, ist ein Maß der Entropie des Systems, welche für das QGP als einem System mit zusätzlichen Quarkfreiheitsgraden erhöht sein sollte. Die Produktionsraten der erzeugten Teilchensorten erlauben eine Abschätzung der Temperatur zum Zeitpunkt der letzten inelastischen Wechselwirkung („hadrochemisches Ausfrieren“).
- Erhöhte Produktion seltsamer Teilchen  
In hadronischer Materie müssen seltsame Hadronen paarweise erzeugt werden.

Aus der Hadronisierung des QGP erwartet man auf Grund der wesentlich geringeren Energieschwelle zur Erzeugung eines  $s\bar{s}$ -Paares eine im Vergleich zu hadronischer Materie erhöhte Produktionsrate von Teilchen mit seltsamen Konstituentenquarks.

- Unterdrückung schwerer Quarkonia  
Demgegenüber sollten die über ihre leptonischen Zerfälle meßbaren, schweren Quarkonia wie  $J/\Psi$ ,  $\Psi'$ ,  $\Upsilon$  oder  $\chi_C$  im Falle eines Quark-Gluon-Plasmas durch die Abschirmung der starken Wechselwirkung zu D- beziehungsweise B-Mesonen dissoziieren und daher unterdrückt auftreten.
- Die Untersuchung dieser Observable kann nicht nur inklusiv, sondern auch für jede einzelne Kollision erfolgen, soweit die Detektorakzeptanz dies zuläßt. Fluktuationen von Ereignis zu Ereignis von charakterisierenden Observablen (z. B.  $\langle p_T \rangle$ ,  $K/\pi$ -Verhältnis) könnten Hinweise auf unterschiedliche Ereignisklassen geben.

Die in den experimentellen Apparaturen gemessenen Teilchen lassen wegen der nicht direkt meßbaren, raumzeitlichen Entwicklung nach einer Nukleus-Nukleus-Kollision nur indirekte Hinweise auf den physikalischen Ablauf der Kollision zu. Deswegen liefert keine dieser Signaturen für sich allein einen schlüssigen Hinweis auf eine mögliche QGP-Phase im Reaktionsablauf. Selbst in ihrer Gesamtheit ist daher ein differenzierter Vergleich mit Modellen und Erwartungen aus der Kenntnis der elementarerer Hadron-Hadron-Physik notwendig.

Der Rückschluß von den Vorhersagen der Gittereichtheorie auf die Ergebnisse der in Experimenten erzeugten Kollisionen schwerer Kerne – das Feld der relativistischen Schwerionenphysik – ist zur Zeit allerdings problematisch. Denn die beiden essentiellen Annahmen eines unendlich ausgedehnten und sich im globalen Gleichgewicht befindlichen Systems sind in Kern-Kern-Stößen endlichen Volumens und unter schneller Expansion nicht gegeben. Außerdem werden in den Gitterrechnungen bisher die speziellen Randbedingungen der relativistischen Nukleus-Nukleus-Kollisionen nicht erfaßt, wie etwa die mittels longitudinalem Impuls zugeführte, nicht vollständig in andere Energieformen umgewandelte Energie oder die verschiedenen Stufen der raumzeitlichen Entwicklung der Kollision.

Zur konkreten Beschreibung der Kern-Kern-Stöße greift man daher auf phänomenologische Modelle wie in der Hadron-Hadron-Physik (siehe Kap. 2.1) zurück. Die meisten Modelle haben dort ihren Ursprung und wurden zur Anwendung in der relativistischen Schwerionenphysik erweitert.

Die Klasse der mikroskopischen Modelle (z. B. Nexus, RQMD, Fritiof, Hijing) basiert wiederum auf der Formierung und Fragmentation der Strings gemäß dem

Quark-Diquark-Bild der Nukleon-Nukleon-Physik. Jedoch berücksichtigen die meisten der Modelle zusätzliche Mechanismen. Hier sind zu erwähnen der Mechanismus des Aufbrechens des Diquark-Systems (z. B. Nexus) oder die Beschreibung der Nukleonen durch 3-Gluon-Vertices (*gluon junction picture*). Weiter wird ein Verschmelzen sich überlagernder Strings angenommen (Nexus, RQMD), was die Erzeugung von Baryonen und Hyperonen und deren Antiteilchen erhöht. Diese Zusätze sind notwendig, um Vielfachstößen in der Kernmaterie Rechnung zu tragen. Dies manifestiert sich im Vergleich zu  $pp$ -Reaktionen unter anderem am Fehlen der dem Diquark entsprechenden, führenden Baryonen. Zudem ist natürlich durch die Vielzahl der produzierten Hadronen deren erneute Streuung (*rescattering*) mit in Betracht zu ziehen, will man ein realistisches Bild der verschiedenen Stadien der Wechselwirkung und deren Endzustands gewinnen. Die erzielte Übereinstimmung mit vorhandenen Daten [Wern 93] erscheint trotz verbleibender Schwierigkeiten ermutigend.

Auch die in Kap. 2.1 kurz angesprochenen makroskopischen Modelle finden in Kern-Kern-Kollisionen Verwendung. Es ist bemerkenswert, daß sich der Endzustand einer Nukleus-Nukleus-Kollision mittels eines statistischen Modells beschreiben läßt, obwohl die grundlegende Voraussetzung einer zumindest lokalen Äquilibration eventuell nicht gegeben ist. Dies frappiert umso mehr, als dieses Modell neben den Hadron-Hadron-Kollisionen auch elementare  $e^+e^-$ -Annihilationen beschreiben kann ([Beca 96]), trotzdem in diesem Falle die Vorstellung eines Gleichgewichtszustandes abwegig erscheint. Als Ausweg gibt man in letzter Zeit der Interpretation einer statistischen Besetzung des Phasenraumes bei der Hadronisierung anstatt einer Äquilibration während der hadronischen Phase den Vorzug.

## 2.3 Motivation und Ziel der Untersuchung von Resonanzen

Resonanzen sind extrem kurzlebige, hadronische Zustände. Um das tiefere Interesse an derartigen Teilchen zu beleuchten, sollen in diesem Abschnitt die Motivation und das Ziel für die vorliegende Untersuchung der Resonanzen  $\overline{K}^{*0}(896)$  und  $\Phi(1020)$  erläutert werden.

Dabei soll zunächst näher auf die im vorigen Abschnitt als Quark-Gluon-Plasma-Signatur genannte erhöhte Produktion von aus seltsamen Quarks aufgebauten Teilchen (engl. *strangeness enhancement*) eingegangen werden.

Die Nukleonen, die an der Kern-Kern-Reaktion teilnehmen, enthalten keine seltsamen Konstituentenquarks. Seltsame Quarks oder Hadronen müssen in der Reaktion aus der im Stoß zur Verfügung stehenden Energie erzeugt werden. Die Stringfragmentation liefert, wie aus  $e^+e^-$ -Annihilationen bekannt, relativ wenige Hadronen, die seltsame Quarks enthalten. Diese Beobachtung steht auch mit entsprechenden Messungen elementarer Hadron-Hadron-Reaktionen im Einklang. Wegen der großen Masse von  $K$ -Mesonen und Hyperonen liegt die Energieschwelle für deren Erzeugung in sekundären Stoßreaktionen in einem Hadrongas sehr hoch.

In einem QGP ist dagegen die Masse der seltsamen Quarks ( $s, \bar{s}$ ) vergleichbar mit der mittleren thermischen Energie der Quarks und Gluonen. Sie lassen sich daher leicht über den Prozeß  $gg \rightarrow s\bar{s}$  erzeugen und ihre Konzentration kann während der kurzen Lebensdauer des QGP ihren Gleichgewichtswert erreichen. Nach der Hadronisation des QGP finden sich diese seltsamen Quarks in den erzeugten Hadronen wieder. Man erwartet daher eine Zunahme der relativen Häufigkeit von Hadronen, die seltsame Quarks enthalten ([Koc+ 86]). Diese Zunahme sollte umso stärker ausgeprägt sein, je mehr seltsame Konstituentenquarks das Hadron enthält.

Experimentell ist diese Signatur durch die Betrachtung der Teilchenverhältnisse zugänglich. Man bestimmt das Verhältnis der Häufigkeiten von Hadronen, die  $s$ - und  $\bar{s}$ -Quarks enthalten, zu denjenigen der in der Teilchenproduktion dominierenden  $\pi$ -Mesonen. Das Doppelverhältnis eines derartigen, in Schwerionenkollisionen gemessenen Teilchenverhältnisses in Relation zu dem entsprechenden Wert aus Proton-Proton-Reaktionen ergibt schließlich die Erhöhung der Seltsamkeitsproduktion. Vergleiche mit unterschiedlichen Modellen und Szenarien lassen sodann eine Interpretation des Reaktionsablaufes zu.

Am AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) und SPS wurden diese Doppelverhältnisse insbesondere für Kaonen und für eine Reihe von Hyperonen ( $\Lambda, \Xi, \Omega$  sowie deren Antiteilchen) bei verschiedenen Reaktionssystemen und Strahlenergien studiert. Dabei wurde im Vergleich zu Messungen in Proton-Proton-Stößen eine Erhöhung der Seltsamkeitsproduktion in Proton-Kern- und Kern-Kern-Reaktionen

gefunden, welche mit der im betrachteten Teilchen enthaltenen Anzahl seltsamer Quarks und Antiquarks zunimmt ([Abb+ 94, Al2+ 94, And+ 94, Top+ 95, Sik+ 99]). Im Zusammenhang mit mesonischen Resonanzzuständen ist dieser Komplex jedoch noch weit weniger ausführlich untersucht worden und bietet daher ein interessantes Feld für die vorliegende Untersuchung.

Ein weiterer Aspekt der Motivation für die vorliegende Studie, insbesondere für die Auswahl der betrachteten Teilchen, ist die Substruktur der beiden untersuchten Resonanzen. Da erwähntermaßen die Erhöhung von Teilchen, die mehr seltsame Konstituentenquarks enthalten, ausgeprägter sein sollte, kann dies mittels der in dieser Arbeit betrachteten Mesonen überprüft werden. Das  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Meson besitzt als gebundener  $s\bar{d}$ -Zustand ein seltsames Valenzquark, während das  $\Phi(1020)$ -Meson als  $s\bar{s}$ -Zustand zwei seltsame Quarks enthält und daher auf eine Erhöhung noch sensitiver sein sollte.

Des weiteren stellt die Möglichkeit, die Produktion der Resonanzen in Abhängigkeit von der Größe des Kollisionssystemes zu bestimmen, einen Beweggrund für die vorliegende Untersuchung dar. Da das Volumen der Reaktionszone ein wesentliches Merkmal der Kollision darstellt, ist die Variation dieses Parameters ein interessanter Gesichtspunkt des Studiums der Produktionsrate der beiden betrachteten Teilchen.

Wesentlich ist schließlich der Vergleich zu  $pp$ -Kollisionen, wobei die einfließenden Resultate für  $pp$ -Reaktionen ebenfalls in dieser Arbeit gewonnen werden konnten, da das Experiment NA49 die Untersuchung von Proton-Proton- und Kern-Kern-Stößen mit demselben Detektor ermöglicht. Die zum Vergleich der Produktionsraten des  $\overline{K}^{*0}(896)$ - und  $\Phi(1020)$ -Mesons notwendigen Resultate stammen also direkt aus vorliegender Analyse unter Vermeidung von weiteren Annahmen für Umrechnungen oder ähnlichen Unsicherheiten.

Im Falle der  $pp$ -Stöße reicht die Statistik aus, um auch die kinematischen Verteilungen (in Abhängigkeit von  $x_F$  und  $p_T$ ) zu untersuchen. Im Falle der  $PbPb$ -Kollisionen wird die Resonanzproduktion in Abhängigkeit von der Zentralität des Stoßes, also der Größe des Kollisionssystemes, bestimmt. Schließlich werden die Resultate in diesen beiden Reaktionssystemen miteinander verglichen. Damit sollen die Resultate der vorliegenden Arbeit zum einen die experimentellen Tatsachen hinsichtlich der Produktion der  $\overline{K}^{*0}(896)$ - und  $\Phi(1020)$ -Mesonen in  $pp$ - und  $PbPb$ -Kollisionen liefern. Zum anderen sollte in Weiterführung der hier erfolgten Untersuchung eine mögliche Voraussage der Resonanzproduktion in Kern-Kern-Kollisionen ausgehend von  $pp$ -Stößen sowie der Vergleich mit existierenden Modellen (siehe Kap. 2.1 und 2.2) eine fundierte Interpretation erlauben.



# Kapitel 3

## Experimentelle Aspekte und NA49

Die vorliegende Studie bewegt sich im Rahmen des NA49-Experimentes (*North Area 49*) am Speicherring SPS des CERN. Insofern sich das Experiment seit mehreren Jahren in der Datennahmephase befindet und – abgesehen von einigen Erweiterungen – die Aufbauphase der Detektorkomponenten im Jahre 1995 abgeschlossen wurde, liegen mittlerweile mehrere Publikationen mit einer mehr oder minder detaillierten Beschreibung des experimentellen Aufbaus vor. Insbesondere sei hinsichtlich einer in alle Einzelheiten gehenden Darlegung des experimentellen Apparates auf die Veröffentlichung in *Nuclear Instruments and Methods* (NIM) hingewiesen ([NIM49 99]). Daher soll sich die in diesem Kapitel erfolgende Darstellung des Experimentes auf das Wesentliche und im Kontext des behandelten Themas Relevante beschränken.

Das Detektorensemble des Experimentes NA49 wurde gemäß der in vorigem Kapitel geschilderten, vielschichtigen Zielsetzungen bezüglich der Untersuchung des hadronischen Endzustandes vornehmlich in Kollisionen schwerer Ionen, aber auch Hadron-Kern- und Hadron-Hadron-Stößen konzipiert. Aus experimenteller Warte bedingte natürlich ersterer Reaktionstyp auf Grund der hohen Teilchenmultiplizitäten die erforderlichen Auslegungskriterien. Im folgenden wird nun zunächst ein genereller Überblick über das Experiment gegeben werden, ehe die einzelnen Detektorkomponenten – die Magnete, das Triggersystem, die Spurendriftkammern als der Kernbestandteil der hadronischen Endzustandsmessung und das Flugzeitmesssystem – näher erläutert werden und schließlich auf die Rekonstruktion der aufgezeichneten Daten eingegangen werden wird.

### 3.1 Überblicksdarstellung des Experimentes NA49

An den Anfang eines Überblicks sei eine Beschreibung des Beschleunigerkomplexes am CERN, der in Abb. 3.1 wiedergegeben ist, gestellt.

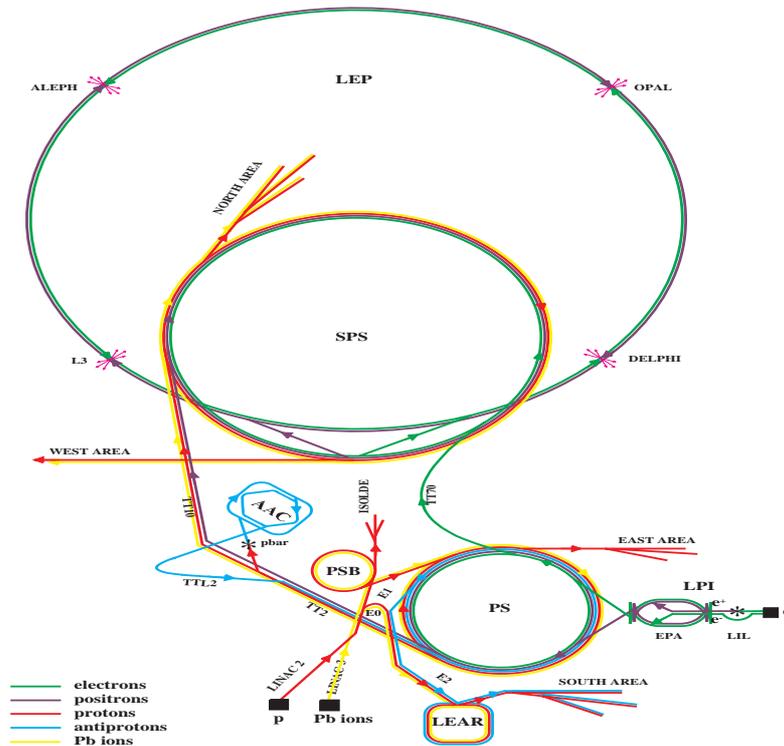


Abbildung 3.1: Schematische Ansicht des Beschleunigerkomplexes am CERN.

Dort steht neben Elektron-, Proton- und anderen Teilchenstrahlen seit Herbst 1994 auch ein Strahl von  $^{208}\text{Pb}^{82+}$ -Kernen zur Verfügung, dessen Erzeugung und Beschleunigung in einer Reihe von Schritten vor sich geht ([Ang+ 93, Hübn 94]). Zunächst wird verdampft Blei als feiner Strahl in die Elektron-Zyklotron-Resonanzquelle (*ECR*) eingespeist, wo Bleiionen in einem breiten Band an Ladungszuständen entstehen. Wie in späteren Ionisationsschritten wird durch die Resonanzbedingung ein Zustand mit hoher Auftrittswahrscheinlichkeit ( $\text{Pb}^{28+}$ ) ausgewählt und schließlich die Ionen mittels eines Linearbeschleunigers auf eine Energie von 4.2 MeV/Nukleon gebracht. Nach dem Durchlauf dieses LINAC3-Komplexes erfolgt durch Abstreifen weiterer Elektronen in einer  $1\ \mu\text{m}$  dicken Kohlenstofffolie die Ionisation zu  $\text{Pb}^{53+}$ -Ionen, welche anschließend im PS-Booster und im PS (*Proton Synchrotron*) auf 95.4 MeV/Nukleon respektive 4.25 GeV/Nukleon beschleunigt werden. Vor der Injektion in das SPS werden diese Ionen beim Durchgang durch Kupfer- oder Nickelfolien vollständig ionisiert und die nackten  $^{208}\text{Pb}^{82+}$ -Kerne schließlich im SPS-Komplex

auf die Endenergie von 158 GeV/Nukleon beschleunigt, ehe sie in Richtung der einzelnen Experimente extrahiert werden. Während eines insgesamt 19.2s dauernden Beschleunigungszyklusses werden in der 5s währenden Extraktionsphase den Experimenten nominal  $4 \cdot 10^8$  Bleikerne zur Verfügung gestellt. Bei der Bereitstellung eines Protonstrahls, welcher im LINAC2-Komplex erzeugt wird, ist das Vorgehen abgesehen von der Ionisation bis zum SPS analog, anschließend kann mittels Reaktion des 450-GeV-SPS-Protonstrahls in einem Targetblock und Selektion der produzierten Teilchenart ein Pion-, Kaon- oder Protonsekundärstrahl hergestellt werden.

Das Experiment NA49 befindet sich im Nordareal des SPS-Komplexes, wo der extrahierte Strahl auf die gewählte Zielmaterie (engl. *target matter*), zum Beispiel Protonen in flüssigem Wasserstoff für  $pp$ - oder in einer Bleifolie befindliche stationäre Bleiatome (daher auch die vielbenutzte, englische Bezeichnung „*fixed target experiment*“) für  $PbPb$ -Kollisionen, trifft, wobei Strahl und Target zur Kontrolle der einlaufenden Projektile, des Stoßprozesses und der Vermessung des hadronischen Endzustandes mit Detektorelementen bestückt sind. Da das Interesse in NA49 sich sowohl auf Schwerionen als auch auf elementare hadronische Reaktionen sowie den intermediären, mittels verschiedener Variable (wie Kollisionsenergie oder Größe des Stoßsystems) kontrolliert zugänglichen Bereich erstreckt, werden eine Reihe verschiedener Projektil- und Targetkombinationen benutzt, hinsichtlich deren genauer Übersicht auf die Zusammenstellung der aufgenommenen Datensätze in Appendix B oder auf den erwähnten Übersichtsartikel ([NIM49 99]) verwiesen sei.

Die Konzeption des Experimentes spiegelt sich in seinem prinzipiellen Aufbau gemäß Abb. 3.2 wider. Das grundlegende Ziel der möglichst vollständigen Messung des hadronischen Endzustands wird dabei mit Hilfe eines magnetischen Spektrometers großer geometrischer Akzeptanz, dessen Kernbestandteil vier großvolumige Spurendriftkammern zur Impulsbestimmung und Teilchenidentifikation sind, realisiert. NA49 ist damit in die Kategorie der Experimente einzuordnen, welche durch große Überdeckung des Phasenraumes eine Vielzahl der physikalischen Facetten untersuchen wollen anstatt eine spezifische Observable optimal zu studieren.

Die beiden Vertexmagnete ( $VTX-1/2$ ) dienen dabei zunächst der Separation verschieden geladener Teilchen und der Impulsbestimmung, während die vier symmetrisch zur Strahlebene angeordneten Spurendriftkammern ( $VTPC-1/2$  und  $MTPC-L/R$ ) die explizite Messung der Spuren und die Teilchenidentifikation mittels des spezifischen Energieverlustes leisten. Letztere wird im Bereich minimaler Ionisierung ( $\beta\gamma \simeq 3$ )<sup>1</sup>, also in einem vergleichsweise kleinen Akzeptanzbereich, durch Flugzeitwände ( $TOF-TL/R$ ,  $TOF-GL/R$  und  $PESTOF-L/R$ ) ergänzt. Die erwähnte Kontrolle der einlaufenden Projektile sowie die Strahldefinition wird vor dem Target durch eine Reihe von Szintillations- und Čerenkovzählern sowie kleinen Vieldrahtproportionalkammern ( $S1-4$ ,  $V0$ ,  $BPD-1/2/3$ ) realisiert. Schließlich erlauben im

---

<sup>1</sup>mit  $\beta = \frac{v}{c}$  und  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

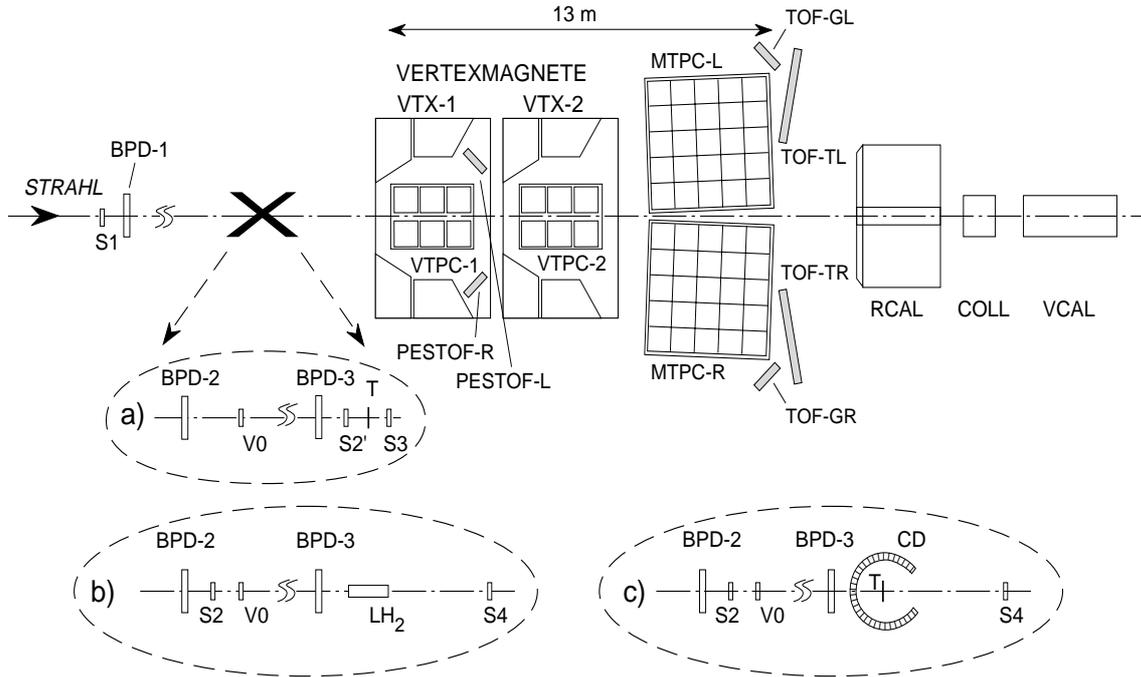


Abbildung 3.2: Prinzip des Aufbaus des Experimentes NA49 mit verschiedenen Strahl- und Targetkonfigurationen wie a. Pb-Pb-, b. pp- und c. p-Kern-Kollisionen.

Fälle von Schwerionenkollisionen das Vetokalorimeter (*VCAL*) hinter den Spurendriftkammern die Messung der Zentralität des Stoßes mittels der deponierten Energie der Projekttilfragmente sowie das Ringkalorimeter (*RCAL*) (bei einer speziellen Targetkonfiguration und ohne Magnetfeld) die Bestimmung der Winkelverteilung der transversalen Energie oder der Energie der produzierten neutralen Teilchen. Im Falle von Hadron-Kern-Kollisionen wird zur Zentralitätsbestimmung des weiteren ein Gasdetektor (*CD*) um das Target (*T*) benutzt, welcher durch Messung der in Rückwärtshemisphäre emittierten, langsamen Protonen (*grey protons*) Rückschlüsse auf den Stoßparameter erlaubt.

Abschließend sei mit Abb. 3.3 noch das in den folgenden Kapiteln benutzte Koordinatensystem sowie die wichtigsten Variablen des Orts- und Impulsraumes eingeführt. Die  $z$ -Achse korrespondiert hierbei mit der Strahlrichtung, die  $x$ - und  $y$ -Koordinate werden entsprechend eines rechtshändigen Koordinatensystems gewählt. Die Impulsordinate  $p_z = |\vec{p}_L|$  ist demgemäß mit dem Betrag der longitudinalen Komponente  $\vec{p}_L$  identisch, die transversale Komponente  $\vec{p}_T$  mit dem Betrag  $|\vec{p}_T| = |\vec{p}_{xy}| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  bedeutet die Projektion des Gesamtimpulses  $\vec{p}$  (mit dem Betrag  $|\vec{p}| = \sqrt{p_L^2 + p_T^2}$ ) in die  $x$ - $y$ -Ebene, die  $x$ - $z$ -Ebene stellt die Ablenkebene der Magnete dar. Als weitere anschauliche Verbindung zum Detektor entspricht

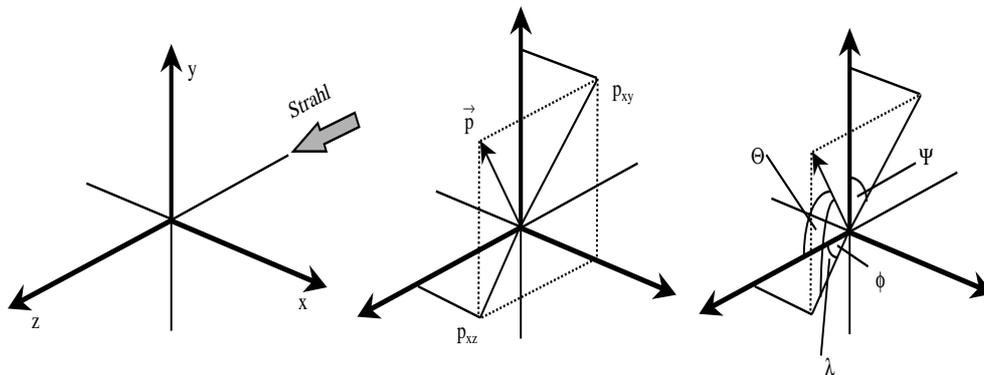


Abbildung 3.3: Definition des Koordinatensystems und dessen Variable im Orts- und Impulsraum.

die y-Achse der (vertikalen) Driftrichtung in den Spurendriftkammern, deren Auslese sich an deren oberer Decke befindet. Symmetrische Kollisionssysteme sind zudem symmetrisch um den Azimutwinkel  $\Psi$  sowie in Rückwärts- beziehungsweise Vorwärtshemisphäre, so daß – abgesehen von Vorwärts-Rückwärts-Korrelationen – die vollständige Information über den hadronischen Endzustand in der von der Detektorakzeptanz vornehmlich überstrichenen Vorwärtshemisphäre enthalten ist.

## 3.2 Komponenten und Detektorsysteme in NA49

Dem nicht so eiligen Leser sei nun im folgenden nach der Erläuterung des Grundkonzepts des Experimentes noch eine detailliertere Schilderung der maßgeblichen Bestandteile des Experimentes vorangestellt, während der Kundige diesen Abschnitt säumen mag. Die Reihenfolge der Darstellung orientiert sich grob an der in Abb. 3.2 ersichtlichen Platzierung des jeweiligen Detektorsystems ausgehend vom links einfallenden Strahl, die Ausführlichkeit an der Relevanz für das Experiment und für diese Abhandlung.

### 3.2.1 Strahldetektoren und Triggersystem

Die Ad-hoc-Ereignischarakterisierung und -auswahl, das sogenannte „Triggering“, wird mittels Strahldefinitionsdetektoren vor dem Target und Kalorimetrie hinter den zentralen Detektoren vollzogen. Da die Information auf Band geschrieben wird, kann diese auch nachträglich zur weiteren Ereignisselektion verwendet werden.

Zunächst liefern vor dem Target Strahldetektionszähler und Strahlpositionsdetektoren ein präzises Zeitreferenzsignal für die Flugzeitwände und erlauben die Positions- und Ladungsmessung der einlaufenden Projektile, wobei auf die Minimierung des im Strahl befindlichen Materials geachtet wurde.

Die Strahlpositionsdetektoren (*Beam Position Detectors*, kurz *BPD-1/2/3*) sind mit  $Ar/CH_4$  gefüllte Vieldrahtproportionalkammern mit zwei orthogonalen Drahtebenen und einer Querschnittsfläche von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ , was an Detektormaterial insgesamt  $125 \mu\text{m}$  Mylar entspricht. Sie erlauben durch ihre teleskopartige Anordnung die Extrapolation der Projektiltrajektorien in die Targetebene – und somit die Berechnung des Ortes der Kollision in der x-y-Ebene – mit einer Präzision von  $170 \mu\text{m}$  für Protonen und  $40 \mu\text{m}$  für Bleiionen, außerdem durch die gleichzeitige Ladungsmessung die Identifizierung von Strahlfragmenten.

Die je nach Reaktionstyp in verschiedenen Konfigurationen (laut Abb. 3.2 a.-c.) positionierten Szintillations- (*S1/S2* und *V0*) und Čerenkovzähler (*S2'*) detektieren den Strahl und bilden damit den einfachsten Bestandteil der Triggerlogik. Der 5 mm dicke Szintillationszähler *S1* gibt bei Hadronstrahlen das Zeitreferenzsignal für das Flugzeitsystem und wird in Schwerionenreaktionen durch einen nur  $200 \mu\text{m}$  dünnen Quartz-Čerenkovdetektor ersetzt, analog der 2 mm-Szintillator *S2* durch den mit Helium betriebenen Gas-Čerenkovzähler *S2'*.

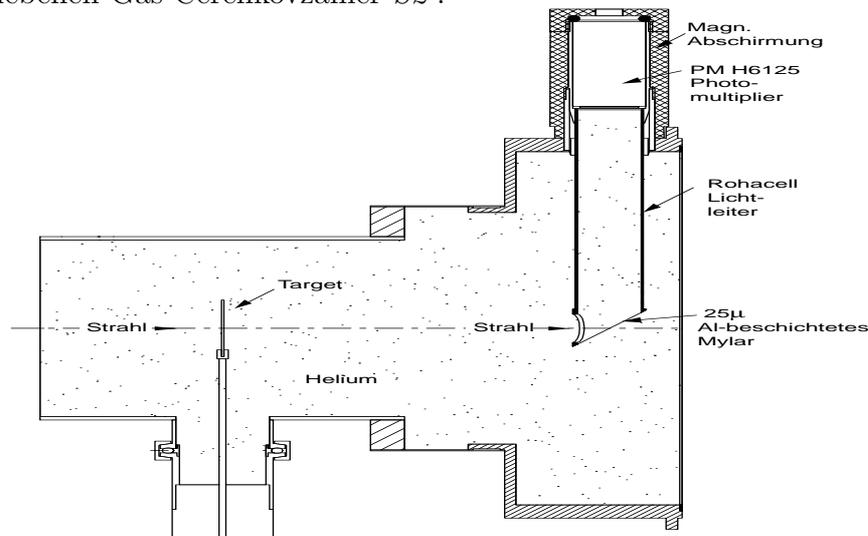


Abbildung 3.4: Gas-Čerenkovzähler zur Detektion von *Pb*-Strahlprojektile und zur Selektion peripherer Bleikollisionen.

Zur Auswahl der Ereignisse mit Wechselwirkungen des Projektils im Target sind schließlich Interaktionszähler in Antikoinzidenz in die Triggerlogik eingebunden, der Szintillator *S4* bei Hadronstrahlen und beim *Pb*-Strahl – wiederum zur Minimierung des im Strahl befindlichen Materials – der analog zu *S2'* aufgebaute Čerenkovzähler *S3*. Letzterer umschließt, wie in Abb. 3.4 ersichtlich, gleichzeitig das *Pb*-Target und

ist insbesondere bei peripheren Bleikollisionen von Nutzen, um Wechselwirkungen zwischen dem Projektil und dem Detektormaterial oder Gas hinter dem Target, welche peripheren Stößen ähneln, zu unterdrücken. Das Prinzip ist hierbei die Unterscheidbarkeit eines durch Čerenkovlicht eines Strahlteilchens im Photomultiplier hervorgerufenen, großen Signals von einem kleineren Puls, der von einem Teilchen einer echten Kollision stammt.

Die eigentliche Selektion der Zentralität einer Schwerionenkollision wird mittels des 20 m hinter dem Target befindlichen, den Energiefluß in Vorwärtsrichtung messenden Vetokalorimeters (*VCAL*) realisiert. Hierbei wird durch die verstellbare Öffnung des davor platzierten Kollimators (*COLL*) dafür gesorgt, daß Strahlteilchen, Projektilfragmente, und die nicht an der Kollision teilhabenden, sogenannten Zuschauerprotonen und -neutronen in das Kalorimeter einfallen. Dieses besteht aus einem elektromagnetischen Abschnitt mit neun abwechselnden Blei-Szintillator-Schichten und aus einem hadronischem Abschnitt mit neun Eisen-Szintillator-Doppelschichten, so daß alle strahlnahen Teilchen in diesem Volumen abgebremst werden und das gesammelte Szintillationslicht die Messung der in Strahlrichtung verbliebenen Energie ermöglicht. Die an späterer Stelle zu besprechende Relation zwischen dieser Energiedeposition und dem Stoßparameter erlaubt die Charakterisierung der Ereignisse nach ihrer Zentralität. Sie basiert auf der anschaulichen Tatsache, daß zentrale Kollisionen mehr Energie in Teilchenproduktion und transversale Energie umsetzen als periphere Stöße, wo die nicht teilnehmenden Fragmente einen Großteil der Energie weiterhin in longitudinaler Richtung transportieren.

In Hadron-Kern-Kollisionen wird statt des Vetokalorimeters der Zentralitätsdetektor (*CD*) in die Triggerlogik (Abb. 3.2 c.) oder die spätere Ereignis Selektion bei der Analyse eingebaut, um die bekannte Korrelation der Anzahl der langsamen Protonen ( $p_{Lab} \approx 0.15 - 1.0 \text{ GeV}$ ) mit dem Stoßparameter auszunutzen. Es handelt sich hierbei um einen aus mehreren Proportionalzählrohren aufgebauten, die Rückwärtshemisphäre des Targets zylindrisch umgebenden Gasdetektor (der Höhe 20 cm und des Durchmessers 16 cm), welcher durch 256 Kathodenelemente positionssensitiv ausgelesen wird. Eine Öffnung läßt den Strahl passieren, die Vorwärtshemisphäre ist nicht überdeckt, um die Akzeptanz des Hauptdetektors nicht zu beeinträchtigen.

### 3.2.2 Magnete

Die zwei identischen, supraleitenden Dipolmagnete mit ihren Zentren 2 m und 5.8 m hinter dem Target werden in der Standardkonfiguration für die Datennahme mit Magnetfeldern von 1.5 T (*VTX-1*) und 1.1 T (*VTX-2*) betrieben. Sie definieren mit dem vertikalen Abstand von 1 m der beiden horizontal übereinanderliegenden Spulen und der horizontalen Öffnung des Rückflußeisens in der Ablenkebene im

wesentlichen die Akzeptanz des Experimentes und lassen in ihrem Inneren Raum für die dort platzierten Spurenkammern (*VTPC-1/2*). Die Hauptfunktionen der Magnete sind zum einen die Erzeugung der Bahnkrümmung durch das Magnetfeld  $\vec{B}$ , auf welcher die in den Spurendriftkammern erfolgende Impulsbestimmung der Teilchenspuren basiert, sowie zum anderen durch die Übertragung eines transversalen Impulses auf die produzierten geladenen Teilchen deren Separation und die Reduktion der Spurdichte entlang der Strahlrichtung, also eine Art „Auffächerung“ des in Vorwärtsrichtung zentrierten Teilchenkegels. Die zur Impulsbestimmung notwendige Kenntnis des magnetischen Feldes, welches in manchen Bereichen große Inhomogenitäten aufweist, wird durch Abgleich zwischen einer Vermessung durch Hallsonden einerseits und einer Feldeberechnung gemäß der Magnetauslegung andererseits sichergestellt.

### 3.2.3 Spurendriftkammern

Die Wahl von Spurendriftkammern als Hauptdetektor zur Messung des hadronischen Endzustandes wurde von verschiedenen Faktoren bedingt. Zum einen war der zur Verfügung stehende Phasenraum durch die Verwendung der schon existierenden Magnete bestimmt, zum anderen verlangt die Anlage als „fixed target“-Experiment nach einem großvolumigen Detektor entlang der Strahlrichtung zur Überdeckung des Reaktionkegels sowie einer guten Erkennung und Separation der in hoher Spurdichte auftretenden Teilchen. Zudem legt die Notwendigkeit der Teilchenidentifikation in diesem großen Akzeptanzbereich die Verbindung von Spurvermessung, also Impulsbestimmung, und Identifikation der Teilchen nahe, dies alles unter Vermeidung von zuviel Material in dem zu vermessenenden Volumen. Schließlich wird eine ausreichend schnelle Auslese(elektronik) zur Aufnahme der notwendigen Statistik an Ereignissen zu niedrigen Kosten benötigt. Diese Kriterien werden von Zeitprojektionskammern (*Time Projection Chamber*, kurz *TPC*) als Gasdetektoren großen Volumens mit intrinsischer Möglichkeit einer simultanen Impulsmessung und Teilchenidentifikation in fast idealer Weise erfüllt.

#### 3.2.3.1 Grundlegendes zu Spurendriftkammern

Im folgenden soll nun zuerst das Funktionsprinzip von Spurendriftkammern erläutert werden, ehe danach die in NA49 zur Rekonstruktion und Identifikation von Teilchenspuren benutzten Kammern beschrieben werden. Zu den physikalischen Grundlagen von Driftkammern allgemein sei zudem auf die Literatur verwiesen ([BIRo 93] und [Saul 77]).

Spurendriftkammern sind eine Weiterentwicklung der Vieldrahtproportionalkammern (*Multi Wire Proportional Chamber*/ *G. Charpak, 1969*) und deren Verbes-

serung (*D.R. Nygren, 1974*). Es handelt sich dabei um Gasdetektoren zur dreidimensionalen Positionsmessung der von geladenen Teilchen durch Ionisation der Gasatome im sensitiven Volumen hinterlassenen Spuren, wobei zusätzlich die Bestimmung der integrierten Ladung einer Spur die Teilchenidentifikation ermöglicht.

Das in Abb. 3.5 dargelegte Prinzip einer Spurendriftkammer basiert auf der Ionisation der Gasatome durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den das Gasvolumen durchquerenden, geladenen Teilchen. Die dadurch entstandenen Ionen und Elektronen werden von einem angelegten elektrischen Feld getrennt und bewegen sich in entgegengesetzter Richtung entlang den Feldlinien, wobei ein homogenes Feld eine konstante Driftgeschwindigkeit zur Folge hat. Nach dem Driften durch das üblicherweise große Gasvolumen findet an dessen Ende in einem kleinen Bereich eine Verstärkung des Ionisationssignals und dessen Auslese statt. Durch die zweidimensionale Segmentierung der Ausleseebene erhält man zwei der drei Koordinaten, durch Aufzeichnung der Driftzeit – der Differenz zwischen dem Teilchendurchgang und der Ankunft des Ionisationssignales an der Ausleseebene – wird die dritte Dimension der Positionsmessung gewonnen. Auf die mögliche Identifikation der Teilchenspuren mittels des spezifischen Energieverlustes wird an späterer Stelle im Detail eingegangen werden (Kap. 4.1).

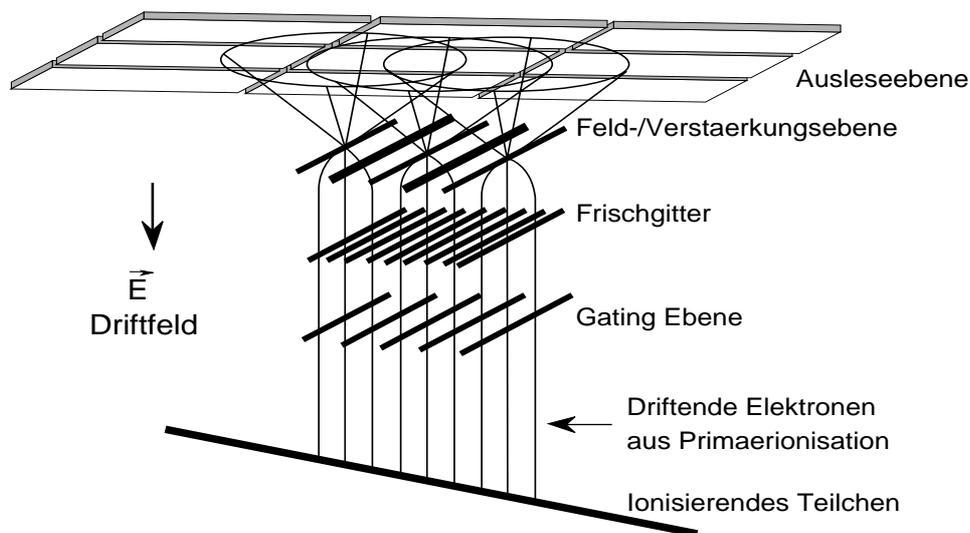


Abbildung 3.5: Prinzip von Spurendriftkammern.

Die von einem geladenen Teilchen im Kammergas produzierten Elektronen driften entlang der elektrischen Feldlinien und werden nach Verstärkung an der zweidimensional segmentierten Ausleseebene registriert.

Der Driftprozeß an sich ist ein in der Literatur vielbeschriebener Vorgang ([BIRo 93]). Während die Ionen zur Hochspannungskathode wandern, bewegen sich die Elektronen durch das homogene Feld mit konstanter Driftgeschwindigkeit zur Auslese-

seebene. Durch Stöße mit Gasatomen, die in Abhängigkeit von der Energie des Primärelektrons zu weiteren Ionisationsprozessen führen können, kommt es zu Diffusion sowohl in transversaler als auch longitudinaler Richtung, so daß der Prozeß als eine auseinanderdiffundierende, im Schwerpunkt den Feldlinien folgende Elektronenwolke angesehen werden kann. Die vom verwendeten Gas und der feldabhängigen Driftgeschwindigkeit bestimmten Diffusionskonstanten haben großen Einfluß auf die Form der ausgelesenen Ladungssignale in räumlicher und zeitlicher Richtung.

Die technische Realisierung der Auslese des Ionisationssignales ist zum Teil unterschiedlich. In Abb. 3.5 ist eine weitverbreitete Lösung wiedergegeben, in der die ankommenden Elektronen zunächst die erste Drahtebene der Auslesemodule passieren. Diese sogenannte „*Gating Ebene*“ erlaubt eine triggergesteuerte Auslese der Kammer, indem zum Ermöglichen der Auslese das Potential der Drähte dem umgebenden Driftfeld angepaßt wird. Bei nichterfüllter Triggerbedingung wird der Auslesebereich vom Driftraum durch ein alternierendes Potential benachbarter Drähte abgeschirmt, welche erzeugte Ladungsträger durch die entstehende Feldinhomogenität absorbieren. Das Frischgitter (auch Kathoden-/Nullebene genannt) liegt auf Nullpotential, so daß zum einen das homogene Hochspannungsfeld im Driftraum erzeugt und zum anderen eine Abtrennung desselben vom darauffolgenden, von der Verstärkungsebene bewirkten inhomogenen Feld erreicht wird. Die Verstärkungsebene selbst besteht aus den auf Nullpotential liegenden Felldrähten, welche die einzelnen Verstärkungszonen gegeneinander abschirmen und die Proportionalität der Verstärkung gewährleisten, und den Verstärkungsdrähten, welche durch die an ihnen angelegte hohe positive Spannung ( $\approx 1$  kV) das inhomogene Feld der Verstärkungszone erzeugen. Dadurch werden die die beiden vorangehenden Drahtebenen passierenden Elektronen beschleunigt und Sekundärionisation bewirkt, was zur Lawinenbildung im Verstärkungsbereich und damit zu einem meßbaren Signal führt. Während die Elektronen schnell ( $\approx$  einigens) an den Verstärkungsdrähten abfließen und dort für einen negativen Spannungspuls sorgen, induzieren die positiv geladenen, wegen ihrer Masse nur langsam driftenden Ionen auf der Ausleseebene eine negative Spiegelladung, welche auf den Ausleseplättchen positionssensitiv registriert und elektronisch weiterverarbeitet werden kann.

### 3.2.3.2 Beschreibung der Spurendriftkammern in NA49

Die vier Spurendriftkammern des Experimentes NA49 bestehen hinsichtlich des mechanischen Teils aus einem rechteckigen Gasbehälter, dem Feldkäfig, und den Ausleseproportionalkammern, befestigt an einer festen Tragekonstruktion. Die Elektronik umfaßt insgesamt ca. 180.000 Kanäle, unterteilt in 512 Zeitintervalle, und erlaubt das Verarbeiten von Datenmengen von etwa 100 MB je Ereignis. Die Spurendriftkammern ermöglichen somit die Registrierung von etwa 60% der in einer Schwerionenkollision produzierten Hadronen.

## a. Aufbau der NA49-TPCs

Die beiden ersten Kammern (*Vertex TPC-1/2*) befinden sich in den Magneten, überdecken jeweils eine Fläche von  $2 \times 2.5 \text{ m}^2$  bei einer vertikalen Driftstrecke von 0.67 m und bestehen je aus einem einzigen Gasvolumen mit zwei symmetrisch auf beiden Seiten der Strahlachse angeordneten Drifträumen. Der Raum zwischen diesen beiden Driftbereichen wird von den hochionisierenden Strahlteilchen durchquert, welche im Falle von Schwerionenstrahlen die Ausleseelektronik sättigen würden. Außerhalb des Magnetfeldes sind schließlich zwei großvolumige Kammern (*Main TPC-1/2*) der Grundfläche  $3.9 \times 3.9 \text{ m}^2$  und der Driftstrecke von 1.12 m, wiederum symmetrisch zum Strahl und bestehend aus je einem einzigen Driftvolumen, aufgestellt.

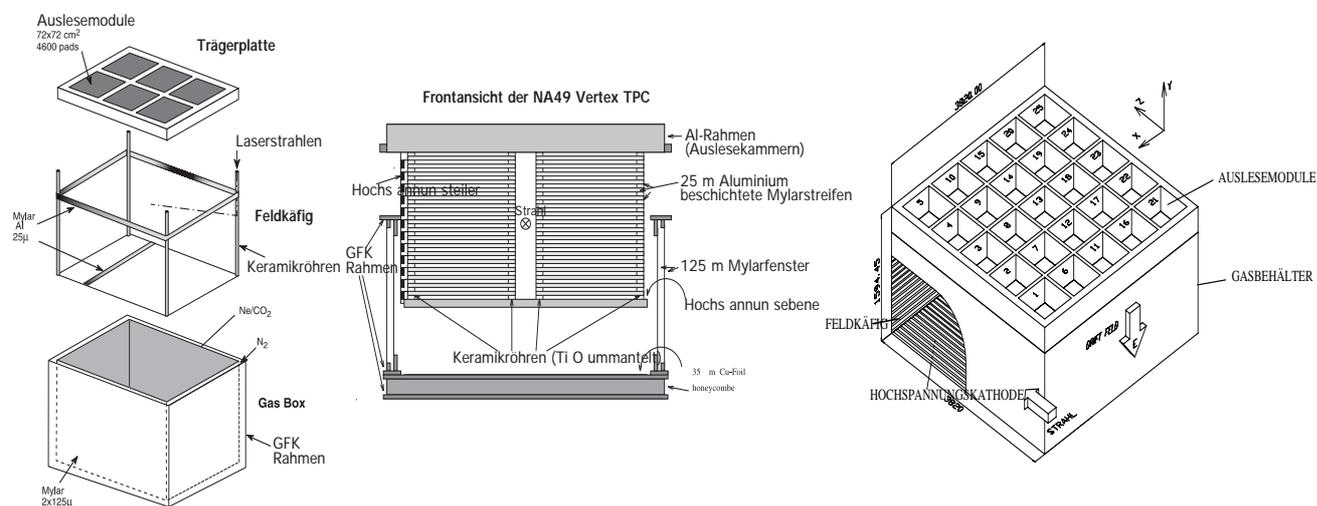


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau der Spurendriftkammern (am Beispiel je einer *VTPC* (links) und *MTPC* (rechts)).

Der Gasbehälter wurde zur Minimierung von sekundären hadronischen Wechselwirkungen, Coulombmehrfachstreuungen sowie  $\gamma$ -Konversionen im Detektormaterial aus einem mit zwei  $125 \mu\text{m}$  dünnen Mylarfolien bespannten Glasfaserdoppelrahmen mit einer wabenförmigen Bodenplatte gefertigt. Der Raum zwischen den Folien von 1 – 2 cm wird zum Zwecke der Vermeidung von Kontaminationen des Gasvolumens und zum Hochspannungsschutz mit Stickstoff gespült. In Abb. 3.6 ist dieser Aufbau schematisch für die beiden Kammertypen dargestellt.

Der von dieser Struktur separierte Feldkäfig wurde mittels aluminiumbeschichteter, an Keramikrohren befestigten Mylarstreifen von  $25 \mu\text{m}$  Dicke realisiert. Eine als Spannungsteiler dienende Widerstandskette zwischen der auf negativem Potential liegenden Hochspannungsebene der Bodenplatte und der geerdeten Kathodenebene

der Auslesemodule verbindet diese Streifen und erzeugt das homogene elektrische Feld im Driftraum.

Sowohl Gasbehälter als auch Feldkäfig sind hängend an einer Aluminiumstruktur an der Oberseite befestigt, welche in den vier Kammern jeweils auch als Tragerahmen der insgesamt 62 Auslesemodule fungiert. Diese Auslesemodule der Größe  $72 \times 72 \text{ cm}^2$  sind im Proportionalmodus betriebene Drahtkammern, je 6 Module in den *VTPCs* und je 25 in den *MTPCs*, deren prinzipielle Funktionsweise hinsichtlich der drei Drahtebenen sowie der Ausleseebene schon besprochen wurde. Bemerkenswert ist an dieser Stelle noch die Berücksichtigung der Reaktionskinematik, die zum Bau von verschiedenen Modulen führte, die sich durch einen dem mittleren Spurwinkel im entsprechenden Kammerbereich angepaßten Winkel der Ausleseplättchen, die Breite der Plättchen sowie den Abstand der Ausleseebene von der Verstärkungsebene unterscheiden, insofern diese Parameter zusammen mit den Diffusionskoeffizienten wesentlich die Signalformen bestimmen.

	Dimension	<i>VTPC</i> – 1	<i>VTPC</i> – 2	<i>MTPC</i> – L/R	Material
Kammern	Breite [m]	2	2	3.9	
	Länge [m]	2.5	2.5	3.9	
	Höhe [m]	0.98	0.98	1.8	
	Driftlänge [m]	0.666	0.666	1.117	
	Anzahl Auslesemod.	6	6	25 ( $\times$ 2)	
	Anzahl Kanäle	27648	27648	63360 ( $\times$ 2)	
	Gasmischung	<i>Ne/CO<sub>2</sub></i>	<i>Ne/CO<sub>2</sub></i>	<i>Ar/CO<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub></i>	
	Driftgeschw. [cm/ $\mu$ s]	1.4	1.4	2.4	
	Hochspannung [V/cm]	200	200	175	
max. Spurpunkte	72	72	90		
Ausleseplättchen	Länge [mm]	16/28	28	40	
	Breite [mm]	3.5	3.5	3.6 / 5.5	
	Winkel [°]	12-55	3-20	0 / 15	
	Abstand zu Felldr. [mm]	3	2	2 / 3	
Felldrähte	Durchmesser [ $\mu$ m]	20	20	20	W-Be
	Abstand [mm]	4	4	4	(goldbesch.)
Verstärkungsdrähte	Durchmesser [ $\mu$ m]	125	125	125	Cu-Be
	Abstand [mm]	4	4	4	(goldbesch.)
Frischgitter (Drähte)	Durchmesser [ $\mu$ m]	75	75	75	Cu-Be
	Abstand [mm]	1	1	1	
Gatingebene (Drähte)	Durchmesser [ $\mu$ m]	75	75	75	Cu-Be
	Abstand [mm]	1	1	1	

Tabelle 3.1: Tabelle der wichtigsten Parameter der Spurendriftkammern in NA49.

Eingehende Studien über diverse Gasmischungen ([A11+ 94, RD32 96]) führten schließlich zu der Entscheidung, die im Magnetfeld befindlichen Kammern (*VTPCs*) mit einer *Ne/CO<sub>2</sub>*-Gasmischung (90/10) und die *MTPCs* mit *Ar/CO<sub>2</sub>/CH<sub>2</sub>* (90/5/5)

zu betreiben, was durch die niedrigen Diffusionskoeffizienten und Driftgeschwindigkeiten dieser Gase die räumliche Auflösung optimiert. Speziell in der Region mit hoher Spurdichte und großer Raumladung sollte das *Ne*-Gemisch als Gas mit niedriger Masse und geringer Diffusion die Zweispurauflösung gewährleisten und die Anzahl der von Strahlteilchen erzeugten Deltaelektronen minimieren.

Abschließend sei eine Zusammenstellung wichtiger Parameter der Spurendriftkammern in Tab. 3.1 wiedergegeben.

### b. Detektorelektronik und Datenaufnahmesystem

Da der Großteil der ausgeschriebenen Datenmenge von den Spurendriftkammern stammt, sei des weiteren kurz auf deren Ausleseelektronik und Datenverarbeitungssystem eingegangen. Details sind zum Beispiel in [Bie+ 97, Mock 94] zu finden.

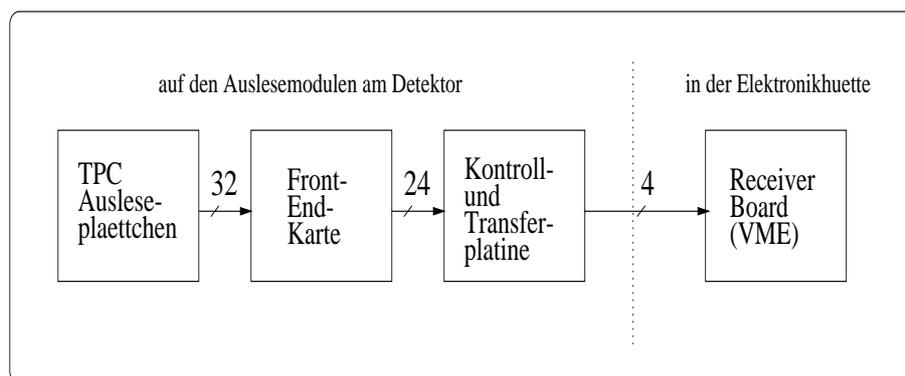


Abbildung 3.7: Schema der Detektorelektronik.

Die Detektorelektronik besteht, wie in Abb. 3.7 gezeigt, aus drei Hauptbestandteilen. Die *Front-End-Karten* befinden sich direkt auf den Auslesemodulen und übernehmen jeweils für 32 Ausleseplättchen die Signalverstärkung und -formung (mittels je zwei sogenannten *PreAmplifier/Shaper-Amplifier/PASA-Chips*). Die Pulshöhen jedes Kanals werden in 512 Zeitintervallen von 100 ns Dauer analog zwischengespeichert und nach der Gesamtdriftzeit der Kammer ( $50 \mu\text{s}$ ) digitalisiert, wobei diese Schritte von ebenfalls auf den *Front-End-Karten* steckenden Chips (*Switched-Capacitor-Array/SCA* und *Analog-Digital-Converter/ADC*) erledigt werden.

Über Flachbandkabel wird die Information von 24 *Front-End-Karten* an die ebenfalls an der Detektoroberseite befindlichen *Kontroll- und Transferplatinen* (*Control and Transfer / CT Board*) weitergeleitet. Außerdem verteilt diese Platine die Ver-

sorgungsspannungen und generiert entsprechend der Triggerkonstellation die Steuersignale für die *Front-End-Karten*.

Jeweils vier *Kontroll- und Transferplatinen* werden anschließend über optische Leitungen von den in der Elektronikhütte in sechs VME-Modulen aufgestellten, sogenannten *Receiver Boards* ausgelesen. Die Daten werden dabei nach Subtraktion des in jedem Kanal und Zeitintervall vorher gemessenen elektronischen Rauschens (engl. *Pedestals*) in 32 Eingangsspeicherseiten, welche Speicherplatz für schnell hintereinander ausgelesene Ereignisse bieten, abgelegt, ehe sie von den Karten schließlich noch während des Auslesens von weiteren Ereignissen komprimiert und an einen Ausgabepuffer weitergesandt werden.

Unter der Kontrolle des Datenaufnahmesystems, dem Datenakquisitionsprogramm (*DAQ*), werden die Daten aller *Receiver Boards* auf Band geschrieben. Das Datenaufnahmesystem besteht dabei aus einem zentralen VME-Modul, welches einen Hauptprozessor zur Steuerung sowie Speicherplatz zum Sammeln der Daten eines Ereignisses vor dem Ausschreiben beherbergt, und erwähnten sechs Modulen, welche den *Receiver Boards* sowie den zugehörigen Prozessoren Platz bieten. Organisiert ist das Programm als eine Reihe von parallelen Prozessen unter Kontrolle des auf dem Hauptprozessor ausgeführten Steuerprozesses.

### 3.2.4 Flugzeitwände

Da die Teilchenidentifikation im Bereich minimaler Ionisierung über den spezifischen Energieverlust nicht möglich und zudem die Identifikation insbesondere von Kaonen und Protonen für jede Einzelspur (für spezielle Analysen) nicht machbar ist, wurde ein Flugzeitmesssystem (*Time of Flight / TOF*) konzipiert, welches in einem kleinen Akzeptanzbereich zusätzliche Informationen zur Identifikation liefern soll. Es besteht aus drei Subsystemen, welche sich durch die technische Umsetzung, die Granularität der Messung und ihre Akzeptanz unterscheiden.

Ein Pixelszintillatorsystem (*TOF-TR/TL*) mit 1782 Elementen hinter den *MTPCs* überdeckt dabei zunächst mit einer totalen Fläche von  $4.4 \text{ m}^2$  den Impulsbereich  $P_{Lab} \approx 3 - 12 \text{ GeV}$  und zeichnet sich durch eine hervorragende Zeitauflösung von  $60 \text{ ps}$  sowie hohe Granularität aus. Ein Gitterszintillatorsystem (*TOF-GR/GL*) aus 186 horizontal und vertikal gekreuzten Stabszintillatoren mit einer Gesamtfläche von  $1.24 \text{ m}^2$  dient der Flugzeitmessung bei größeren Winkeln und damit geringerer Spurdichte im Impulsbereich  $P_{Lab} \approx 2 - 6 \text{ GeV}$ . In der Rückwärtshemispäre soll schließlich ein noch nicht vollständig verfügbares *PESTOF*-System (*PESTOF-R/L*), das zwischen den beiden Vertexmagneten positioniert werden und eine Oberfläche von  $1 \text{ m}^2$  besitzen sollte, Teilchen mit Impulsen unter  $P_{Lab} \leq 2 \text{ GeV}$  messen ([Bad+ 96]). Die Flugzeit wird jeweils durch die Zeitdifferenz zwischen dem von einem im Strahl stehenden Detektor gesteuerten Anfangssignal (siehe auch Kap. 3.2.1)

und dem durch den Teilchendurchgang in der Flugzeitwand ausgelösten Stoppsignal bestimmt.

Das Prinzip der Teilchenidentifikation ist hierbei die Möglichkeit, bei – in diesem Falle aus den Spurendriftkammern – bekannter Flugstrecke  $s$  und Impuls  $p$  des Teilchens durch die Messung der Flugzeit  $t$  und damit der Geschwindigkeit  $\beta = \frac{v}{c} = \frac{s}{ct}$  die Ruhemasse  $m_0$  des Teilchens laut

$$(m_0 c^2)^2 = (pc)^2 \left[ \frac{(ct)^2}{s^2} - 1 \right] \quad (3.1)$$

zu berechnen. Wegen der Streuung der Zeitmessung um den realen Wert ergeben sich zum Teil Werte für die Geschwindigkeit  $\beta > 1$ , so daß man zum Quadrat der Ruhemasse übergeht. Durch die impulsabhängige Breite der gewonnenen Massenverteilung ist die Teilchenidentifikation mit dieser Methode bis zu Impulsen  $P_{Lab} \leq 12 \text{ GeV}$  praktikabel.

Da durch die angegebenen Akzeptanzbereiche nur etwa 7% der in den Spurendriftkammern gemessenen Teilchen akzeptiert werden, wurde die Methode in dieser Abhandlung nicht benutzt.

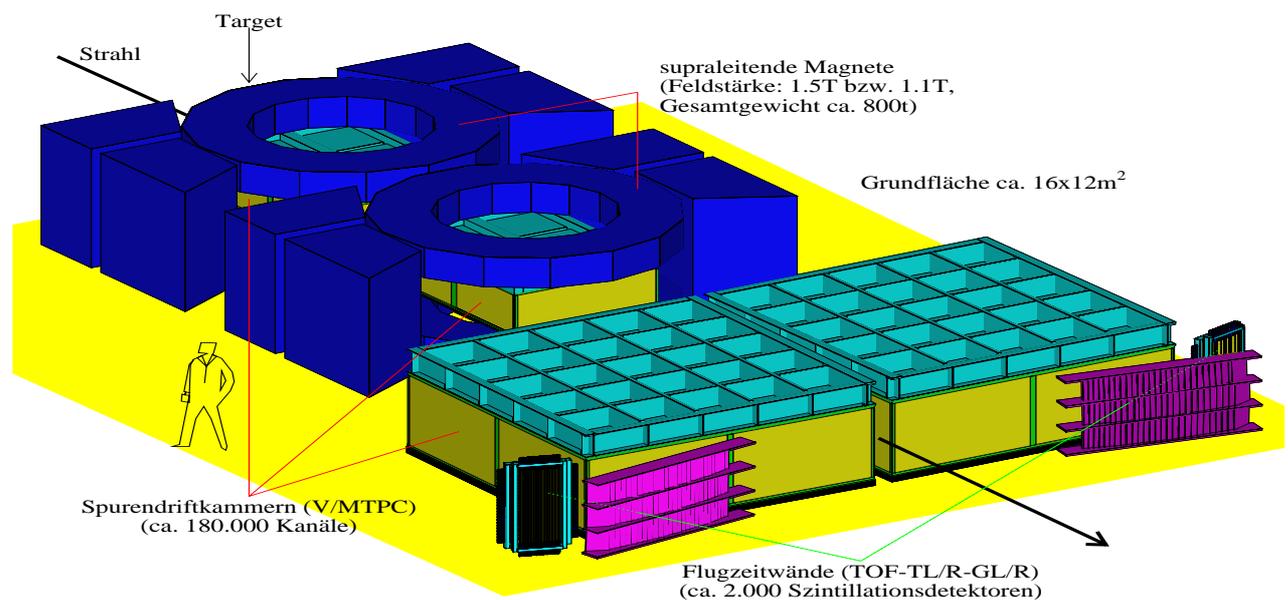


Abbildung 3.8: Räumliche Ansicht der Hauptkomponenten des Experimentes NA49.

Als Abschluß dieser etwas detaillierteren Beschreibung einzelner Komponenten des Experimentes sei mit Abb. 3.8 dem Leser noch eine Vorstellung von der räumlichen Dimension und der Größe der Hauptbestandteile des Apparates vermittelt.

### 3.3 Datenrekonstruktion

Das Prinzip der Rekonstruktion der Daten als letzter Etappe vor der eigentlichen Analyse soll am Beispiel der Spurendriftkammern stellvertretend auch für die Behandlung der weiteren Detektoren des Experimentes angerissen werden.

Erster Schritt ist hierbei natürlich immer – bei Flugzeitwänden, Kalorimetern wie den anderen Subdetektoren – die erforderliche Kalibration, im Falle der Spurendriftkammern aus der Geometrie- und Pulshöhenkalibration bestehend ([Mock 97, NIM49 99]). Erstere wird mittels optischer Vermessung der Position einer Kammer, spezieller Analysen bestimmter Geometriedatensätze und der Kammerauslegung bestimmt, und fließt in eine Geometriedatenbank ein. Außerdem werden Verzerrungen der Geometrie auf Grund lokaler Inhomogenitäten des elektrischen Feldes sowie  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekten korrigiert. Daneben werden während der Datennahme kontinuierlich die Driftgeschwindigkeiten, Druck und Temperatur in den Kammern registriert. Die Pulshöhenkalibration berücksichtigt ebenfalls verschiedene Effekte und verläuft in mehreren Etappen, beginnend mit der Kalibration der Elektronikkanäle. Hier wird mittels der Krytonmethode, wobei das Gas mit radioaktiven  $^{83m}\text{Kr}$  zwecks einer gut lokalisierten, gleichförmigen Energiedeposition angereichert und die Kammer ausgelesen wird, die Verstärkung in allen Kanälen abgeglichen. Des Weiteren kann die nicht ideal arbeitende Elektronik und das Übersprechverhalten im Detektor, insbesondere in Regionen hoher Spurdichte, nach Messung der entsprechenden Effekte in den Signalauslesealgorithmen berücksichtigt werden. Im Rahmen der Korrekturen sei auch die Ermittlung des spezifischen Energieverlustes einer Spur, welche erst nach der Spurrekonstruktion erfolgt und nochmals näher erläutert werden wird (Kap. 4.1.2), angesprochen. Hierbei werden die Ladungen hinsichtlich des Driftverlustes und Schwellenwertes der Datenauslese (*ADC threshold*), des Spurwinkels relativ zum Ausleseplättchen und der zeitlichen Variation des atmosphärischen Drucks und der Hochspannung korrigiert.

Als nächster Schritt findet mit dem Bestimmen der Spurpunkte (*cluster finding*) die erste Phase des eigentlichen Datenrekonstruktionsprogrammes statt. Dies erfolgt im zweidimensionalen Raum der Driftrichtung (Zeit-/y-Koordinate) und der Richtung der Reihen der Ausleseplättchen (x-Koordinate), indem in beiden Dimensionen nacheinander eine zusammenhängende Signalfolge gesucht wird. Durch Addition aller digitalen Signalhöhen der zugehörigen Einzelpixel, d. h. eines Zeitintervalles eines Kanals, erhält man die Gesamtladung eines Spurpunktes, sowie durch gewichtete Schwerpunktsbildung dessen Position. Die z-Koordinate eines Spurpunktes ergibt sich aus der z-Koordinate der Ausleseplättchen. Die Anzahl von Spurpunkten ist begrenzt durch die Anzahl der Reihen an Ausleseplättchen (*pads*), in den *VTPCs* auf 72 und in den *MTPCs* auf 90, womit eine globale Spur maximal 234 Punkte besitzen kann.

Die Spurrekonstruktion (*tracking*) versucht, durch die Kombination der gefundenen Spurpunkte in  $z$ -Richtung über die vier Kammern hinweg eine globale Spur aufzubauen ([Irms 97]). Dabei werden zunächst auf Grund der geringeren Spurdichte und des geraden Spurverlaufs außerhalb des Magnetfeldes die Spuren in den *MTPCs* gesucht. Unter der Annahme von Hauptvertexspuren, also daß das Teilchen im Punkt der Kollision im Target erzeugt wurde, werden die Spuren sodann in die *VTPCs* zurückextrapoliert und nach den zugehörigen Spurpunkten gesucht. Dort übrigbleibende Punkte werden anschließend zu zusätzlichen Spuren kombiniert und wiederum extrapoliert, wobei diese Prozedur nacheinander für die *VTPC-2* und danach die *VTPC-1* erfolgt. Genauso erfolgt eine Vorwärtsextrapolation aus den *VTPCs* in die *MTPCs*, um restliche Spuren zu finden, sowie schließlich eine Qualitätsbestimmung der gefundenen Spuren. Diese ist auch an Hand des  $\chi^2$ -Wertes der angepaßten Teilchentrajektorie möglich, welche durch eine Minimierung der Residuen einer Teilchenbahn bestimmt wird. Eine Teilchentrajektorie wird hierbei über eine iterative Runge-Kutta-Integration durch das Magnetfeld ohne – und mit Berücksichtigung der Hauptvertexbedingung ermittelt.

Die Gesamtinformation wird neben den Ergebnissen der Subprogramme für die weiteren Detektoren auf ein sogenanntes Datensammelband (*Data Summary Tape/DST*) geschrieben und kann zur anschließenden Analyse, deren Grundstruktur im folgenden Kapitel beschrieben wird, benutzt werden.



# Kapitel 4

## Generelle Aspekte der Analysemethodik

Im folgenden soll nun eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Analysemethoden und –techniken als Grundlage der sich im nächsten Kapitel anschließenden Resultate gebracht werden. Dabei wird zunächst auf die Methode der Teilchenidentifikation, insbesondere auf die in dieser Studie benutzte Identifikation über den spezifischen Energieverlust beim Durchgang geladener Teilchen durch Gase, eingegangen werden, um im Anschluß daran die bekannten Techniken der Extraktion von Resonanzsignalen zu rekapitulieren und deren genaue Ausgestaltung in vorliegendem Kontext zu umreißen. Schließlich werden die Datenselektion, die Zentralitätsbestimmung sowie die notwendigen Korrekturmethode für die limitierte Akzeptanz des Experiments, für die Teilchenidentifikation und für die Vertexauflösung besprochen, ehe die zur Normierung der Resonanzsignale erforderlichen Simulationen mittels Monte-Carlo-Methoden geschildert werden.

## 4.1 Spezifischer Energieverlust und Teilchenidentifikation

Wesentliche Voraussetzung für jegliche Annäherung an die Resonanzphysik ist natürlich eine hohe Qualität der Teilchenidentifikation. Diese wurde, wie schon kurz besprochen, in diesem Experiment mittels zweier Subkomponenten des Detektorsystems, der Flugzeitwände und der Energieverlustmessung in den Spurendriftkammern, sichergestellt, wobei erstere sich auf den kleinen, aber (wegen der Kaonen und Protonen um mittlere Rapidität) interessanten Phasenraumbereich in der Impulsregion von  $p_{Lab} \approx 1 \text{ GeV} - 12 \text{ GeV}$  beschränken, während letztere den gesamten Akzeptanzbereich des Detektorsystems überspannt. Vor allem aus diesem Grunde wurde zur Teilchenidentifikation in dieser Studie letztere Methode benötigt und soll daher nun im Detail beschrieben werden.

### 4.1.1 Ionisierung von Gasen beim Durchgang geladener Teilchen

Zur Identifikation von Spuren geladener Teilchen in Detektoren bedient man sich üblicherweise der Kenntnis von zwei charakteristischen Größen des Teilchens wie Impuls und Energie. In Gasdetektoren soll und kann im Gegensatz zu Kalorimetern ein Teilchen nicht völlig abgebremst werden, sondern erleidet anstatt der vollständigen Energiedeposition nur einen sehr geringen Energieverlust. Dieser erlaubt bei bekanntem Impuls dennoch die Identifikation des Teilchens, da der Energieverlust durch die Ionisation des Gases von der Geschwindigkeit des Teilchens abhängt. Es soll nun zunächst qualitativ der Ionisationsprozeß sowie die zuerst von Bethe und Bloch formulierte Relation zwischen Energieverlust und Geschwindigkeit besprochen werden (hinsichtlich einer mathematisch-quantitativen Beschreibung siehe zum Beispiel [BIRo 93]).

Ein geladenes Teilchen bewirkt beim Durchgang durch ein Gas auf Grund der Coulombwechselwirkung die Ionisation von Gasatomen und erzeugt so entlang seiner Trajektorie Elektron-Ion-Paare. Die mittlere freie Weglänge bestimmt die mittlere Anzahl der Wechselwirkungen auf einer Wegstrecke. Dabei unterscheidet man zwischen Primärionisation, wobei die Elektronen vom einfallenden Teilchen herausgeschlagen werden, und der den größeren Anteil der entstehenden Ladung verursachenden Sekundärionisation, bei der weitere Gasatome von erzeugten Elektronen höherer Energie ionisiert werden. Ein sehr großer Energieübertrag an ein Primärelektron kann sogar eine weitere im Detektor sichtbare Spur zur Folge haben, welche man als  $\delta$ -Elektron bezeichnet und deren Ladung mittels der Definition eines maximalen Energieübertrages  $T_{max}$  (auch „*cutoff energy*“) nicht der ursprünglich einfallenden Spur zugerechnet wird.

Die Wechselwirkung des geladenen Teilchens mit einem Gasatom läßt sich als ein unabhängiges Ereignis betrachten. Mittels der Annahme, der Energieübertrag bei der Ionisation würde durch die Streuung an einem freien Elektron beschrieben, konnte Landau die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $F(\Delta E)$  des Energieverlustes in dünnen Absorbern wie Gasen zu

$$F(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2}(\Delta E + e^{-\Delta E})} \quad (4.1)$$

berechnen ([Land 44]).  $\Delta E$  entspricht hierbei laut

$$\Delta E = \frac{\Delta E - \Delta E_w}{\langle \Delta E \rangle} \quad (4.2)$$

der Abweichung vom Wert des wahrscheinlichsten Energieverlustes  $\Delta E_w$ , normiert auf den mittleren Energieverlust  $\langle \Delta E \rangle$ . Diese in Abb. 4.1 dargestellte Landauverteilung geht bei einer sehr großen Anzahl von Stößen bzw. Ionisationsprozessen (wie in dicken Absorbern) in eine gaußförmige Verteilung um den mittleren Energieverlust  $\langle \Delta E \rangle$  über. Bei nur wenigen Kollisionen wie in gasförmigen Medien ist allerdings der Mittelwert  $\langle \Delta E \rangle$  nicht mehr gleich dem wahrscheinlichsten Wert des Energieverlustes  $\Delta E_w$ , da harte Stöße mit hohen Energieüberträgen den charakteristischen Schwanz der Verteilung zu hohen Werten verursachen. Wie in Kap. 4.1.2 erläutert werden wird, führt diese Form der Verteilung zu Schwierigkeiten bei der Zuordnung der gemessenen Ionisation zu dem von der Bethe-Bloch-Funktion beschriebenen mittleren Energieverlust pro Wegstrecke.

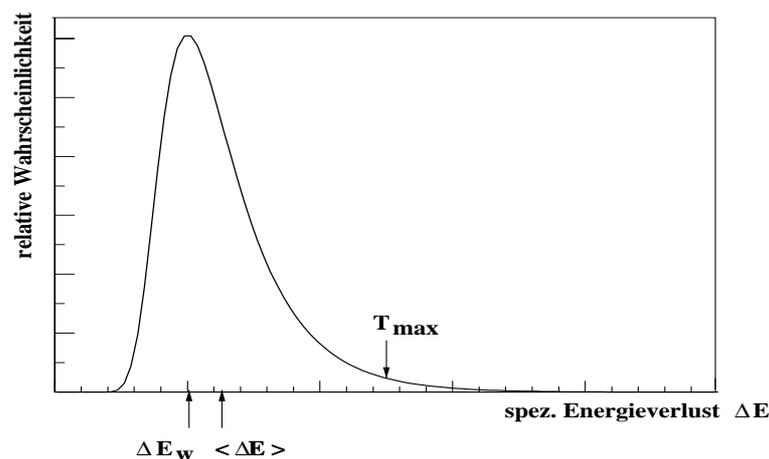


Abbildung 4.1: Landauverteilung des Energieverlustes.

Eingezeichnet sind sowohl der wahrscheinlichste Energieverlust  $\Delta E_w$ , der mittlere Energieverlust  $\langle \Delta E \rangle$  als auch der maximale Energieübertrag  $T_{max}$ .

Die Abhängigkeit des mittleren differentiellen Energieverlustes  $dE$  geladener Teilchen entlang des Wegintervalles  $dx$  von der Geschwindigkeit  $\beta = \frac{v}{c}$  wird nunmehr von der Bethe-Bloch-Funktion beschrieben ([Beth 32, Bloc 33]). Unter der Annahme eines zylindrischen elektrischen Feldes um das einlaufende Teilchen konnten diese Autoren den Impulsübertrag auf ein Elektron durch die Transversalkomponente des elektrischen Feldes berechnen, was wiederum durch Summation über alle Elektronen des Mediums unter Berücksichtigung deren Abstandes von der Teilchentrajektorie zu der nach ihnen benannten Formel führt. In dem im folgenden unbedeutenden Grenzfall niedriger Energien des einfallenden Teilchens im Bereich der Bindungsenergie der Elektronen des Mediums bedurfte die ursprüngliche Formel Korrekturen, da eine reduzierte Elektronendichte eingeführt werden muß, insofern innere Elektronen abgeschirmt werden und nicht aus den Atomen herausgeschlagen werden können. Die von Fermi ([Ferm 40]) hergeleitete, sogenannte Dichtekorrektur  $\delta(\beta)$  gilt für den Fall sehr hoher Einfallenergien und behandelt die von Polarisierungseffekten der Elektronen im Medium hervorgerufene Abschirmung des Feldes des einfallenden Teilchens. Zudem wird zur Berücksichtigung der von erwähnten  $\delta$ -Elektronen hervorgerufenen Ladung ein maximaler Energieübertrag  $T_{max}$  mit in die Beschreibung aufgenommen, wodurch schließlich die Relation

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi N e^4}{m_e c^2 \beta^2} z^2 \left( \ln \sqrt{\frac{2m_e c^2 \beta^2 T_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)}} - \frac{\beta^2}{2} - \delta(\beta) \right) \quad (4.3)$$

zustande kommt. Hierbei bedeuten  $m_e$  die Elektronmasse,  $e$  die Elementarladung,  $z$  die Ladung des Projektils,  $N$  die Elektronendichte des Mediums sowie  $I$  das mittlere Ionisationspotential des Mediums. Charakteristisch für die Form der Kurve ist das  $\frac{1}{\beta^2}$ -Verhalten bei kleinen Impulsen sowie der logarithmische Anstieg bei hohen Impulsen, welcher im ultrarelativistischen Bereich durch die Fermikorrektur, die den Anstieg der Transversalkomponente des elektrischen Feldes im Grenzfall  $\beta \rightarrow 1$  aufhebt, in das Fermiplateau übergeht.

Die Bethe-Bloch-Funktion in dieser Form wurde zur praktischen Verwendung verschiedentlich parametrisiert, hier soll eine auf Sternheimer und Peierls ([StPe 71]) zurückgehende und von Ambrus ([Ambr 86]) weiterentwickelte Methode zur Anpassung der Energieverlustkurve an experimentelle Daten mittels weniger freier Parameter benutzt werden.

Dabei ist zunächst der Term  $\delta(\beta)$  für die Fermikorrektur gemäß Sternheimer und Peierls durch die Ausdrücke

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{für } X < X_0 \\ 2 \ln(10)(X - X_A) + a(X - X_A)^m & \text{für } X_0 < X < X_1 \\ 2 \ln(10)(X - X_A) & \text{für } X_1 < X \end{cases} \quad (4.4)$$

gegeben, mit  $X = \log_{10}(\beta\gamma)$ . Laut den Autoren sollte dies die Fermikorrektur mit Abweichungen zu Messungen von weniger als 2% modellieren. Der Exponent  $m$  wurde für alle Substanzen zu  $m = 3$  bestimmt, die Werte  $X_A$  und  $a$  sind von der Dichte und Kernladungszahl des Mediums abhängig, und  $X_0$  sowie  $X_1$  ergeben sich durch die Randbedingung, daß bei  $X_0$  die Korrektur und deren Ableitung verschwinden müssen.

Mit Hilfe dieses Termes und durch Einführung von vier freien Parametern ( $E_0$ ,  $K$ ,  $X_A$ ,  $a$ ) gab Ambrus eine Parametrisierung  $f_{BB}$  von Gl. 4.3 der Form

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = E_0 \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot [K + \ln(\gamma^2) - \beta^2 - \delta(\beta, X_A, a)] \equiv f_{BB}(E_0, K, X_A, a; p, i) \quad (4.5)$$

an, um die Anpassung der Bethe-Bloch-Funktion an experimentelle Daten zu erleichtern. Die Variable nach Bestimmung der vier freien Parameter für die Anpassung sind der Teilchenimpuls  $p$  und die Teilchenart  $i \in (e^\pm, \pi^\pm, K^\pm, p^\pm)$ .  $\delta(\beta, X_A, a)$  ist durch Gl. 4.4 definiert, die Normierungskonstante  $E_0$  faßt alle konstanten Faktoren der Bethe-Bloch-Funktion zusammen und  $K$  bestimmt den Verlauf der Kurve im Minimum. Die von Sternheimer und Peierls aus Eigenschaften des Mediums abgeleiteten Größen  $X_A$  und  $a$  sind nun freie Parameter und geben mit  $X_A$  die Höhe des relativistischen Anstiegs sowie mit  $a$  die Form der Kurve beim anschließenden Übergang in das Fermiplateau an. Damit ergeben sich die Bestimmungsgleichungen für  $X_0$  und  $X_1$  zu

$$X_0 = X_A - \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2 \ln(10)}{3a}} \quad \text{und} \quad X_1 = X_A + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2 \ln(10)}{3a}}. \quad (4.6)$$

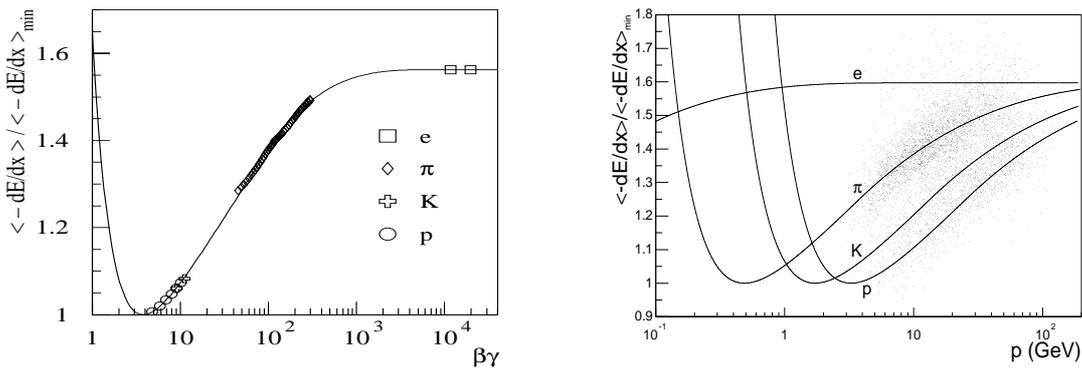


Abbildung 4.2: Parametrisierung  $f_{BB}$  der Bethe-Bloch-Funktion in Abhängigkeit von  $\beta\gamma$  (links) und vom Teilchenimpuls  $p$  (rechts). Bei bekanntem Impuls  $p$  des Teilchens erlaubt die Messung des spezifischen Energieverlustes  $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle$  somit die Identifikation der verschiedenen Teilchensorten.

Die explizite Anpassung dieser Parametrisierung an die im Experiment NA49 vorhandenen Daten wird nun im nächsten Abschnitt erfolgen. In Abb. 4.2 erkennt man jedoch das Prinzip der Identifikation von Teilchenspuren mittels ihres spezifischen Energieverlustes. Die die Bethe-Bloch-Funktion (Gl. 4.3) annähernde Relation 4.5 ist hier links als Funktion der nur von der Geschwindigkeit abhängenden Variable  $\beta\gamma = \frac{p}{m}$  aufgetragen, wodurch alle Teilchensorten auf einer universellen Kurve liegen, während rechts dieselbe Funktion in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls dargestellt ist, wo die Teilchen verschiedener Masse bei gleichem Impuls getrennt und somit durch unterschiedliche Kurven beschrieben werden. Aus demselben Graphen ist der Bereich, in dem die Methode der Teilchenidentifikation mittels des spezifischen Energieverlustes sinnvoll anwendbar ist, als zwischen  $p \approx 3 - 100$  GeV Laborimpuls liegend ersichtlich, was gleichzeitig mit dem in dieser Abhandlung primär interessierenden Akzeptanzbereich übereinstimmt. Der Energieverlust ist hierbei immer auf das Minimum  $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle_{min}$  der Bethe-Bloch-Funktion bei  $\beta\gamma \approx 3$  normiert.

In Abb. 4.2 ist zudem ersichtlich, daß der Unterschied der Ionisationswerte für Protonen, Kaonen und Pionen laut der Bethe-Bloch-Funktion im interessanten Gebiet je nach den betrachteten Teilchensorten in der Größenordnung von 4-10% liegt, so daß die notwendige experimentelle Auflösung ebenfalls in diesem Bereich liegen muß, um eine Trennung der Teilchensorten zu ermöglichen. Die Auflösung ist laut

$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{\langle -dE/dx \rangle} = A \cdot \left( \frac{\langle -dE/dx \rangle}{\langle -dE/dx \rangle_{min}} \right)^\lambda \cdot \frac{1}{N_{dE/dx}^\mu} \quad (4.7)$$

durch die Ladungsmenge jedes Spurpunktes sowie die Anzahl  $N_{dE/dx}$  der verwendeten Spurpunkte, welche zusammen die Landauverteilung bestimmen, begrenzt. Beides hängt natürlich vom Aufbau des Detektors ab, da die Länge  $l_{Pl.}$  der Ausleseplättchen die Anzahl der in einem Signal sammelbaren Elektronen definiert sowie die Anzahl  $N_R.$  der Reihen an Ausleseplättchen die maximale Spurpunktzahl  $N_p \leq N_R.$  Durch Untersuchung der Auflösung bei festem  $N_{dE/dx}$  und  $\langle -dE/dx \rangle$  können die Parameter zu  $A = 40.5$  und  $\lambda = 0.5$  (*VTPC*) respektive  $A = 29.5$  und  $\lambda = 0.7$  (*MTPC*) sowie  $\mu = 0.5$  bestimmt werden. Dies resultiert in eine auslegungsbedingte (Werte für  $l_{Pl.}$  und  $N_R.$  in Tab. 3.1) lokale Maximalauflösung von ca. 4% in den *MTPCs* und etwa 6% in den *VTPCs*, jedoch erlaubt die Kombination beider Informationen auf Grund einer dann maximalen Anzahl von Spurpunkten von  $N_{dE/dx} \leq N_p = 234$  (Kap. 3.3) die Verbesserung der Auflösung auf etwa 3%.

### 4.1.2 Experimentelle Bestimmung der Ionisierung

In diesem Abschnitt soll auf die experimentelle Bestimmung des spezifischen Energieverlustes eingegangen werden, wobei zunächst unter Benutzung der in der

Beschreibung des Experimentes NA49 eingeführten Termini (Kap. 3) die Korrespondenz zwischen gemessener Ladung und spezifischem Energieverlust erklärt werden soll, um danach das Prinzip der Kalibration und Extraktion dieser Information zu umreißen. Da dies ein komplexer Vorgang ist, würde eine Beschreibung aller Details den Rahmen dieser Studie überschreiten. Sie soll daher nur überblickshaft erfolgen, während Einzelheiten dieses in der NA49-Kollaboration vertieft untersuchten Gebietes aus Publikationen der Kollaboration zu entnehmen sind. Die dennoch sehr textreiche Darstellung der vielen Einzelschritte in diesem Abschnitt mag der informierte Leser durchaus missen.

#### a. Ionisationsmessung und Mittelwertbildung

In den Spurendriftkammern wird, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, durch die Ladung  $I_{Sp}$  eines Spurpunktes als Summe aller Pulshöhen der beitragenden Pixel, also allen Signalen der entsprechenden Zeitintervalle der zu einem Spurpunkt gehörigen Kanäle/Ausleseplättchen, die Stärke der Ionisation des Gases durch das durchgehende geladene Teilchen gemessen. Diese wird als proportional zum Energieverlust des Teilchens angenommen und daher im folgenden synonym dafür gebraucht werden. Jede Teilchenspur erhält dadurch eine durch die Anzahl der Reihen an Ausleseplättchen in ihrer Flugbahn (in z-Richtung) limitierte Zahl an Einzelmessungen der Ionisation, welche gemäß der in vorigem Abschnitt vorgestellten Landauverteilung (Gl. 4.1) verteilt sind. Diese Verteilung ist nun durch eine geeignete Mittelwertbildung bei jeder Spur mit dem von der Parametrisierung der Bethe-Bloch-Funktion vorausgesagten Mittelwert des Energieverlustes  $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle$ , der Einfachheit halber im folgenden meist als  $\frac{dE}{dx}$  oder  $dE/dx$  bezeichnet, in Korrespondenz zu bringen.

Wie an dortiger Stelle (Abb. 4.1) erwähnt, bedingt der charakteristische Schwanz der Verteilung zu hohen Werten Schwierigkeiten bei einer eindeutigen Zuordnung dieser beiden Größen und die Mittelwertbildung muß auf unübliche Weise erfolgen. Durch die Fluktuationen in der Ionisation ist eine normale Mittelung der Verteilung nicht ausreichend stabil, so daß man die Möglichkeit studierte ([Mock 97]), auf beiden Seiten der Verteilung einen bestimmten Anteil der Messungen zu verwerfen, um danach den Mittelwert zu bilden. Diese Studien ergaben, daß der mit dieser sogenannten *truncated mean*-Methode gewonnene Mittelwert  $dE/dx_{TM}$  annähernd stabil um den wahrscheinlichsten Energieverlustwert  $\Delta E_w$  normalverteilt ist, wobei das Optimum der Schnitte zu 0% auf der unteren und 35% auf der Seite des hochenergetischen Schwanzes bestimmt wurde. Da in dieser Abhandlung sowohl  $pp$ - als auch  $PbPb$ -Daten untersucht werden, diese Datensätze jedoch mit einem in Teilen unterschiedlichen Rekonstruktionsprogramm produziert wurden, sollte an dieser Stelle auf hierauf zurückgehende Unterschiede in der Behandlung der Daten, wie sie im Laufe der Arbeit noch des öfteren auftauchen werden, hingewiesen werden. So

wird im Falle der  $pp$ -Daten nicht obige 0 – 65%-Mittelwertbildung benutzt, sondern stattdessen ein 0 – 50%-Schnitt, wobei die quantitative Auswirkung allerdings als für die vorliegende Arbeit vernachlässigbar einzustufen ist.

## b. Kalibration

Ehe diese Prozedur zur Mittelwertbildung erfolgt, werden die beitragenden Einzelladungen jeder Spur noch einer Reihe von Kalibrationsschritten, welche sich hinsichtlich der Datenrekonstruktion sowie dem Ereignis- oder Spurniveau logisch ordnen lassen, unterworfen, sowie anschließend der Mittelwert  $dE/dx_{TM}$  auf verschiedene Effekte korrigiert und schließlich normiert.

- Korrekturen bei der Bestimmung der Spurpunkte  
Wie schon in Kap. 3.3 kurz angesprochen, fließen im Laufe der Rekonstruktion mehrere Kalibrationen und Korrekturen ein, angefangen beim Lesen der Rohdaten zur Bestimmung der Spurpunkte und der zugehörigen Ladungen dieser Punkte. Deren korrekte Bestimmung hat grundlegenden Einfluß auf die Messung des spezifischen Energieverlustes. Auf dem Niveau der Bestimmung der Spurpunkte (*cluster finding*) finden nun noch vor der Spurrekonstruktion die im folgenden genannten Korrekturen statt.
- Elektronikkalibration mittels der Kryptonmethode  
Beim Auslesen der Pulshöhen der elektronischen Kanäle muß auf identische Verstärkung korrigiert werden. Dies wird im Experiment NA49 durch die Kalibration der elektronischen Kanäle mittels der Kryptonmethode realisiert, wobei metastabiles  $^{83m}Kr$  in das Gassystem eingebracht wird und so der Zerfall der radioaktiven  $Kr$ -Kerne zu einer genau lokalisierbaren, durch das  $Kr$ -Spektrum bekannten Energiedeposition führt. Der Abgleich der Signale der einzelnen Kanäle liefert die entsprechenden Verstärkungsfaktoren. Allerdings muß wegen der im Vergleich zu minimal ionisierenden Teilchen (ca. 4 keV) hohen Energiedeposition des  $Kr$ -Überganges von 41.55 keV die Verstärkungsspannung verringert werden, wobei die Proportionalität bei Umschalten auf Normalspannung in den jeweils von verschiedenen Hochspannungsgeräten versorgten Auslesemodulen nicht gewährleistet ist und daher ein weiterer Kalibrationsschritt, die unten besprochene Sektorkalibration, notwendig wird. Im selben Kontext ist die Kalibration der Signallaufzeiten der einzelnen Kanäle zu nennen, die durch Einspeisung von Testpulsen gewonnen wird, und wie obige Faktoren beim Auslesen der Rohdaten angewendet werden kann ([Mock 97, Gabl 98, Rybi 98]).

- Auf Detektoreffekte korrigierte Auslesealgorithmen

Bei der Verarbeitung von *PbPb*-Daten mußte zudem das Verhalten der Detektorelektronik sowie das Übersprechverhalten der Auslesemodule durch Induktion über die Felddrähte in der Datenrekonstruktion berücksichtigt werden, was bei den dort gegebenen hohen Spurdichten zur Beeinflussung der ausgelesenen Pulshöhen (räumlich oder zeitlich) benachbarter Pixel und damit der Ladung der Spurpunkte führt. So konnte das nicht ideale zeitliche Abklingen der Auslesechips (*baseline shift*) nach einem Signal sowie deren Verhalten bei simultanen Signalen in mehreren Kanälen eines Chips (*chip effect*) gemessen werden und genauso wie das erwähnte Übersprechen der unter einem Felddraht liegenden Ausleseplättchen (*lateral crosstalk*) durch Berücksichtigung dieser Messungen in den Signalauslesealgorithmen ([Rolc 99]) im Sinne einer Detektormodellierung in die Datenrekonstruktion aufgenommen werden. Da das erwähnte Absinken der Nulllinie (*baseline shift*) nach einem Signal zudem den schon in Kap. 3.3 angesprochenen Schwellenwert der Datenauslese (*ADC threshold*) effektiv verändert, kann dies durch Ausschreiben der lokal ausgelesenen Ladung registriert und im Verlaufe der weiteren Korrekturen (siehe Driftkorrektur unten) benutzt werden. Insofern diese Effekte vornehmlich in Daten mit hoher Spurdichte bedeutsam sind, wurden diese nicht in den *pp*-Datensätzen angebracht.

- Anpassung des Ladungsintegrals der Spurpunkte

Da die Bestimmung der Ladung eines Spurpunktes durch Summation aller Pulshöhen der beitragenden Pixel im Falle großer relativer Winkel zwischen Teilchenspur und Ausleseplättchen an ihre Grenzen stößt, hat man die Ladungsbestimmung durch die Anpassung eines geeigneten Modells der räumlichen Ladungsverteilung der Spurpunkte realisiert. Ein notwendiges nichtgaußisches Modell ist noch in der Entwicklung und könnte die Ionisationsmessung wegen der dort auftretenden hohen Spurwinkel insbesondere in der *VTPC-1* und bei den sogenannten *wrong side tracks*, den zunächst entgegen ihrer magnetischen Ablenkrichtung in den Detektor fliegenden Spuren (der Hälfte aller Spuren), eine wesentliche Verbesserung erbringen. Dies kann vor oder (wegen der damit verbesserten Kenntnis der Spurpunktparameter) nach der Spurrekonstruktion erfolgen, gehört allerdings logisch zur hier erläuterten Bestimmung der Spurpunkte.

- Korrekturen nach der Spurrekonstruktion

Die Ladung der Spurpunkte wird nach deren Zuweisung zu den rekonstruierten Spuren hinsichtlich weiterer Effekte korrigiert, wobei die Kalibrationen

entweder global, auf ein Ereignis bezogen, oder auf jede individuelle Spur abgestimmt erfolgen. Die wesentliche Ausgangsinformation ist hierbei natürlich die bei der Bestimmung der Spurpunkte gefundene Ladung  $I_{Sp.}$ .

- Druckkorrektur

Da die Auslesemodule der Driftkammern im Proportionalmodus betrieben werden, ist die Gasverstärkung eine Funktion des in den Kammern herrschenden Druckes  $p_{atmosph.}$  und der Temperatur  $T$ . Die klimatisierte Detektorumgebung vermeidet die Temperaturabhängigkeit, der Druck  $p_{gemess.}$  wird kontinuierlich gemessen und für jedes Ereignis auf Band geschrieben. Dies erlaubt die Bestimmung der korrigierten Ladung  $I_1$  gemäß

$$I_1 = I_{Sp.} \cdot \frac{1}{1 - C_1^{Druck} \cdot \Delta p + C_1^{Druck} \cdot C_2^{Druck} \cdot \Delta p^2} \quad (4.8)$$

mit den experimentell bestimmten Parametern  $C_1^{Druck} = 0.00328 \text{ mbar}^{-1}$  und  $C_2^{Druck} = 0.0061 \text{ mbar}^{-1}$  sowie der gemessenen Differenz  $\Delta p = p_{gemess.} - p_{atmosph.}$  zum Normaldruck  $p_{atmosph.} = 970 \text{ mbar}$ .

- Zeitstabilitätskorrektur

Weitere, nicht explizit berechenbare zeitabhängige Fluktuationen (wie Hochspannungsschwankungen, etc.) werden mit einer phänomenologischen Korrektur separat für jedes Auslesem modul  $j$  vorgenommen, indem in kleinen ( $\approx \text{min}$ ) Zeitintervallen  $k$  alle dort registrierten Ladungen auf einen Referenzzeitpunkt normiert werden. Die so in einem ersten Durchgang gewonnenen Faktoren  $C_{jk}^{Zeit}$  werden in einem zweiten Durchgang während der Datenrekonstruktion laut

$$I_2 = I_1 \cdot \frac{1}{C_{jk}^{Zeit}} \quad (4.9)$$

auf die Spurpunktladungen angewandt.

- Relativwinkelkorrektur

Wiewohl die Auslegung der Kammern, in diesem Falle die schon in Kap. 3.2.3.2 besprochene Anpassung der Winkel der Ausleseplättchen an die mittleren Spurwinkel im entsprechenden Kammersegment, die Reaktionskinematik berücksichtigt, muß die Ladung jedes Spurpunktes wegen der Abhängigkeit der Ionisation von der Weglänge mittels der Relation

$$I_3 = I_2 \cdot \cos(\lambda) \cos(\Phi) \quad (4.10)$$

auf den Relativwinkel der individuellen Spur zum jeweiligen Ausleseplättchen korrigiert werden, also im Gegensatz zur ersten Korrektur nicht auf dem Ereignis-, sondern dem Spurniveau. (Es sind hier laut Abb. 3.3  $\lambda$  der Steigungswinkel und  $\Phi$  der Winkel in der x-z-Ebene.)

- Korrektur des Driftverlustes

Die gemessene Spurpunktladung wird zum einen durch Elektronenanlagerung an Gasverunreinigungen während des Driftprozesses, welche mit Hilfe der zahlreichen Untersuchungen in der Literatur zu  $C^{El.-anl.} \approx 3\%/m$  bestimmt werden konnte ([Weni 95]), verringert. Zum anderen sind zunehmende Verluste durch die Schwelle in der Nullunterdrückung der Datenauslese, die auf Grund der Diffusionsverbreiterung der Ladungswolke mit zunehmender Driftstrecke  $l_{Drift}$  Pulshöhen nach längerem Drift verstärkt unterdrückt, zu verzeichnen. Wie erwähnt, ist die Nullunterdrückung zudem wegen der Verschiebung der Nulllinie in der Elektronik abhängig von der im jeweiligen Kammersegment befindlichen Gesamtladung  $I_{Ges.}$ , so daß diese auf Band geschrieben wird und der Driftverlust gemäß  $C^{Drift} = C^{El.-anl.} + const. \cdot I_{Ges.}$  parametrisiert werden kann. Damit kann lokal in verschiedenen Kammerbereichen und abhängig von der (die Gesamtladung bestimmenden) Multiplizität des Ereignisses differenziert die laut

$$I_4 = I_3 \cdot \frac{1}{1 - l_{Drift} \cdot C^{Drift}} \quad (4.11)$$

gegebene Driftkorrektur durchgeführt werden. Im Falle einer Modellanpassung zur Spurpunktbestimmung verliert letzterer Punkt der Schwellenwertveränderung (*ADC threshold*) durch die dort erfolgende automatische Korrektur dieses Effektes an Bedeutung. Der Driftverlust liegt insgesamt bei Werten von  $C^{Drift} \approx 10 - 12\%/m$  und wird von den oben beschriebenen Effekten der Spurpunktbestimmung (Detektor-/Elektronik-effekte und ungenaues Spurpunktmodell bei hohen Relativwinkeln) überlagert, was die experimentelle Differenzierung zwischen diesen Komponenten erschwert.

- Intersektorkalibration

Wie oben besprochen, bedingt die Kryptonkalibration die Notwendigkeit der relativen Kalibration der Verstärkung in den von verschiedenen Hochspannungsgeräten versorgten Auslesemodulen, auch Sektoren genannt. Die relativ komplexe Kalibrationsprozedur kann auf das Prinzip zurückgeführt werden, in jedem Sektor  $j \in (1, N_{Sek} = 62)$  die Ionisation der primär produzierten Pionen zu messen. Diese können analog zu Abb. 4.2 unter Berücksichtigung der Impulsabhängigkeit der Ionisation mittels der Bethe-Bloch-Parametrisierung  $f_{BB}$  (Gl. 4.5) ausgewählt werden. Die durch Iteration schließlich erhaltenen, normierten Sektor-konstanten  $C_j^{Sek}$  definieren direkt die relative Verstärkung eines Auslesemoduls und werden entsprechend

$$I_5 = I_4 \cdot \frac{1}{C_j^{Sek}} \quad \text{mit} \quad C_j^{Sek} = \frac{I_{gemess.,j}(p, \pi)}{f_{BB}(p, \pi)} / \langle \frac{I_{gemess.,j}(p, \pi)}{f_{BB}(p, \pi)} \rangle \quad (4.12)$$

in die Kalibration eingebracht. Da diese Intersektorkonstanten gleichzeitig die Bethe-Bloch-Parametrisierung beeinflussen, wird diese Parametrisierung simultan im Laufe des Iterationsprozesses bestimmt, jedoch sei hierfür weiter unten ein kurzer Abschnitt reserviert.

- Normalisierung

Die in *ADC*-Kanälen gemessenen Pulshöhen werden schließlich aus Annehmlichkeitsgründen auf das Minimum  $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle_{min} = 1$  der Bethe-Bloch-Funktion normiert, wodurch man die endgültige Ladung  $I_6$  erhält.

- Mittelwertkorrektur bei gerader und ungerader Spurpunktzahl

Bei der sich anschließenden Berechnung des Mittelwertes  $dE/dx_{TrM}$  der Ionisation mittels der *truncated mean*-Methode muß der Effekt berücksichtigt werden, daß durch das Verwerfen eines bestimmten Anteils der Einzelionisationsmessungen im hochenergetischen Schwanz der Landauverteilung im Falle einer geraden respektive ungeraden Anzahl von Spurpunkten ein systematischer Unterschied im Mittelwert auftreten würde. Dies kann durch eine geeignete Rundungsprozedur bei der Mittelwertbildung vermieden werden.

- Korrektur auf die Abhängigkeit von der Anzahl der Spurpunkte

Der Mittelwert ist außerdem abhängig von der Absolutzahl der Spurpunkte, insofern bei kurzen Spuren der Schwanz der Landauverteilung größeres Gewicht hat, jedoch verworfen wird, und somit der resultierende Mittelwert  $dE/dx_{TrM}$  im Verhältnis zu längeren Spuren systematisch geringere Werte annimmt. Da durch die Detektorakzeptanz kurze Spuren weitgehend mit Spuren kleinen Impulses übereinstimmen, wird dies an Hand der Gleichung

$$dE/dx_{TrM}^{korr} = dE/dx_{TrM} \cdot (C_A^{N_p} + C_B^{N_p}/N_{dE/dx}) \quad (4.13)$$

korrigiert, wobei die Konstanten  $C_A^{N_p} \approx 0.9965$  und  $C_B^{N_p} \approx 0.25$  experimentell ermittelt werden können.

- Berechnung eines globalen Energieverlustwertes

Letzte Etappe bei der Bestimmung des gemessenen Energieverlustes ist schließlich die Berechnung eines „globalen“ Mittelwertes  $dE/dx_{TrM}^{global}$  für die durch mehrere *TPCs* verlaufenden (globalen) Spuren, was wegen der verschiedenen Bethe-Bloch-Parametrisierungen  $f_{BB}^{V/M}$  (für *VTPC/MTPC*) auf Grund unterschiedlicher Gasmischungen in den einzelnen Kammern notwendig wird. Dazu wird zunächst die obige lokale Energieverlustmessung  $dE/dx_{TrM}^{korr,V}$  in einem Kammertyp mittels der beiden Bethe-Bloch-Parametrisierungen ( $f_{BB}^{V/M}(p, i)$  laut Gl. 4.5;  $i \in (e^\pm, \pi^\pm, K^\pm, p^\pm)$ ) laut

$$dE/dx_{TrM}^V = f_{BB}^M(p, p) + \frac{f_{BB}^M(p, \pi) - f_{BB}^M(p, p)}{f_{BB}^V(p, \pi) - f_{BB}^V(p, p)} \cdot \left[ dE/dx_{TrM}^{korr,V} - f_{BB}^V(p, \pi) \right] \quad (4.14)$$

unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Ionisation der Teilchensorten durch Interpolation zwischen den entsprechenden Ionisationswerten auf die als Standard gewählte Bethe-Bloch-Parametrisierung  $f_{BB}^M$  umgerechnet. Danach kann der mit der Auflösung gewichtete Mittelwert der lokalen Energieverlustmessungen in den verschiedenen Kammertypen gemäß

$$dE/dx_{TrM}^{global} = \frac{1}{1/\sigma_V^2 + 1/\sigma_M^2} \cdot \left( \frac{1}{\sigma_V^2} \cdot dE/dx_{TrM}^V + \frac{1}{\sigma_M^2} \cdot dE/dx_{TrM}^M \right) \quad (4.15)$$

errechnet werden. Hierbei ist die lokale Auflösung  $\sigma_{V/M}$  jeweils durch Gleichung 4.7 gegeben, die durch die erhöhte Anzahl der Spurpunkte wesentlich verbesserte Auflösung der globalen Energieverlustmessung ergibt sich zu

$$\sigma_{dE/dx}^{global} = \frac{1}{\sqrt{1/\sigma_V^2 + 1/\sigma_M^2}}. \quad (4.16)$$

Das Ergebnis dieser Prozedur ist ein dem mittleren Energieverlust  $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle$  der Bethe-Bloch-Funktion entsprechender Mittelwert  $dE/dx_{TrM}^{global}$ , der jeder Spur mit bekanntem Impuls  $p$  zugewiesen wird und damit die Teilchenidentifikation erlaubt. Dieser Mittelwert wurde aus den in einem ersten Schritt unter genannten Korrekturen bestimmten Ladungen der Spurpunkte und sodann im zweiten Schritt unter Verwendung der *truncated mean*-Methode gewonnen. Außerdem wird die Anzahl der zur Berechnung benutzten Spurpunkte  $N_{dE/dx}^{global}$  sowie die zugehörige Auflösung  $\sigma_{dE/dx}^{global}$  (neben den jeweiligen lokalen Werten) auf Band geschrieben. Die in dieser Abhandlung allein benutzten globalen Werte werden im folgenden, soweit nicht explizit anders vermerkt, mit dem mittleren Energieverlust  $dE/dx$  gleichgesetzt werden.

### c. Anpassung der Parametrisierung

Die Anpassung der Bethe-Bloch-Funktion an den gemessenen Energieverlust ist eine iterative Prozedur und wird in Verbindung mit der Intersektorkalibration durchgeführt. Diese beeinflusst durch die weitgehende Korrelation eines Auslesemodus mit jeweils einem bestimmten Impulsbereich die gemessenen Ionisationswerte, kann aber durch Betrachten des Verhältnisses  $R_{ij}$  der Ionisation verschiedener Teilchensorten  $i, j \in (e^\pm, \pi^\pm, K^\pm, p^\pm)$  im jeweiligen Impulsbereich mit

$$R_{ij} = \frac{f_{BB}(p, i)}{f_{BB}(p, j)} = \frac{C_k^{Sek} \cdot \langle -\frac{dE}{dx}(p, i) \rangle}{C_k^{Sek} \cdot \langle -\frac{dE}{dx}(p, j) \rangle} \quad (4.17)$$

eliminiert werden. Diese Größe hängt nur von der Form der Bethe-Bloch-Funktion ab und kann zum einen mittels der Untersuchung der im sich anschließenden Abschnitt 4.1.3 näher erläuterten  $\frac{dE}{dx}$ -Spektren experimentell gemessen werden (Gl. 4.17/

rechte Seite) und zum anderen aus den Startwerten der Bethe-Bloch-Parametrisierung berechnet werden (linke Seite). Iteration unter jeweiliger Anpassung der berechneten Werte an die Messung (Abb. 4.3/linkes Bild) liefert schließlich die freien Parameter der Relation 4.5, so daß die verschiedenen Teilchen in einer Darstellung

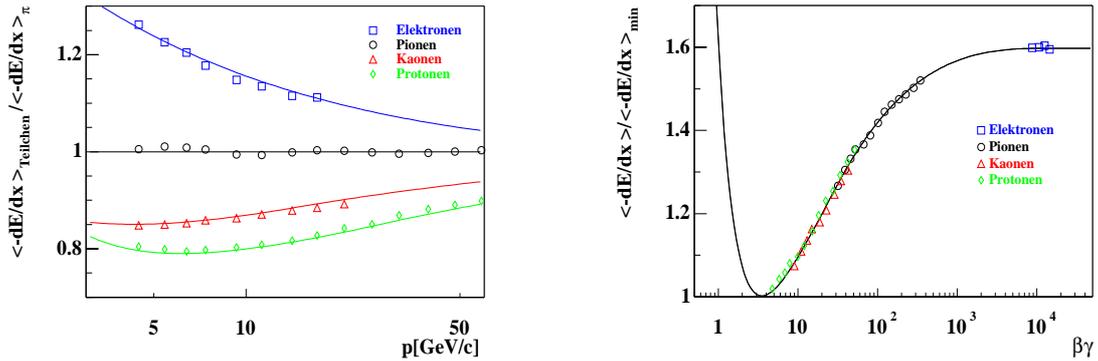


Abbildung 4.3: Anpassen der berechneten Verhältnisse  $R_{ij}$  der Ionisation verschiedener Teilchensorten an die gemessenen Werte (links) unter Eliminierung der Sektorkalibrationskonstanten liefert die Bethe-Bloch-Parametrisierung (rechts).

in Abhängigkeit von  $\beta\gamma$  wie in Abb. 4.3 (rechtes Bild) auf einer Kurve zu liegen kommen. Anschließend kann die so bestimmte Parametrisierung zur Eliminierung der Impulsabhängigkeit (Gl. 4.12) als Referenzwert bei der oben beschriebenen Sektorkalibration dienen. Auf Grund der verschiedenen Gasmischungen in den Spurendriftkammern sowie der unterschiedlichen Ausgestaltung der Datenrekonstruktion, insbesondere der im letzten Abschnitt besprochenen Korrekturen bei der Spurpunktbestimmung, wurden je eine Parametrisierung für die *VTPCs* und *MTPCs* sowie dies jeweils für die *pp*- und *PbPb*-Daten getrennt bestimmt. Die zur Normierung auf das globale  $dE/dx$  benutzten Parameter sind in Tab. 4.1 genannt.

Datentyp	$E_0$ [keV/cm]	$K$	$X_A$	$a$
<i>pp</i> ( <i>VTPC</i> )	0.0707	11.4	2.47	0.26
<i>PbPb</i> ( <i>MTPC</i> )	0.0809	9.8	2.38	0.20

Tabelle 4.1: Parameter der Bethe-Bloch-Parametrisierungen (laut Gl. 4.5) in *pp*- und *PbPb*-Daten.

### 4.1.3 Extraktion von Wahrscheinlichkeiten zur Teilchenidentifikation

Die somit zur Verfügung stehende Energieverlustmessung kann nun mit der Bethe-Bloch-Parametrisierung zur Identifikation der Teilchenspuren benutzt werden. Die in dieser Arbeit angewandte Methodik wird nun geschildert werden.

#### a. Wahrscheinlichkeitsmethode

Die primär benutzte Identifikationsmethode ist die Zuordnung von Teilchenwahrscheinlichkeiten zu einer vermessenen Spur mit bekanntem Impuls  $p$  und Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$ , und soll nun hinsichtlich ihres Prinzips erläutert werden.

- Erstellung von  $\frac{dE}{dx}$ ,  $N_{dE/dx}$ ,  $p$  und  $p_T$ -Spektren in  $p$  und  $p_T$ -Bereichen des Phasenraums für positiv und negativ geladene Teilchen

Als erster Schritt zur Extraktion der Teilchenwahrscheinlichkeiten wird der

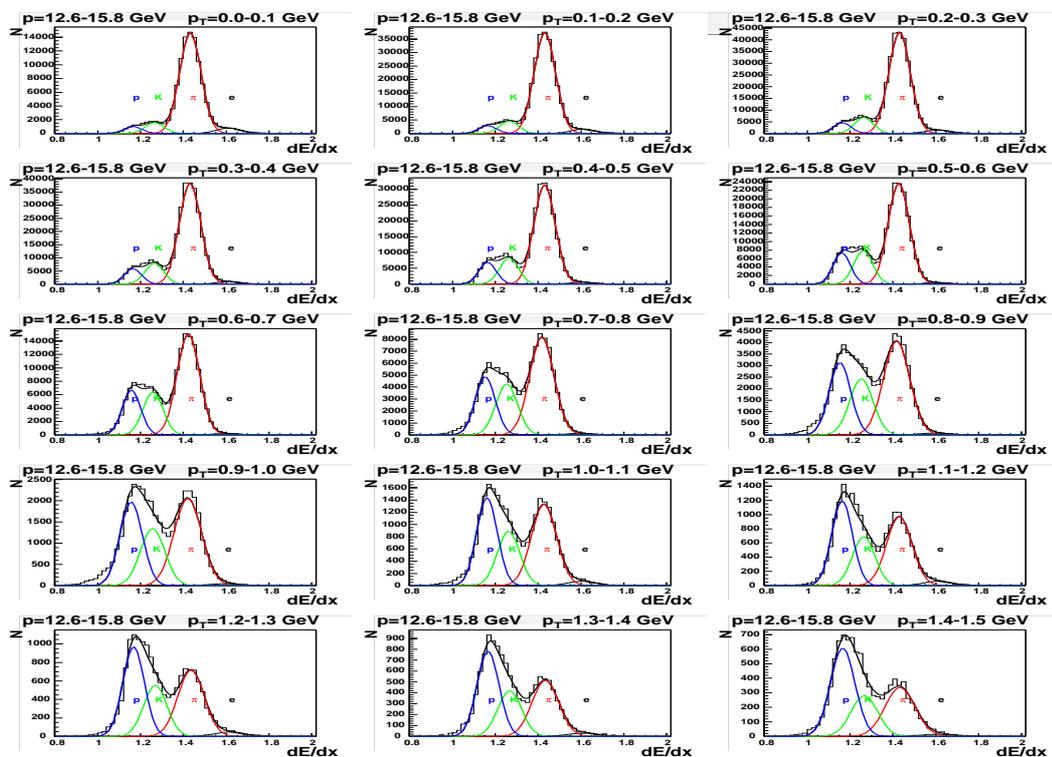


Abbildung 4.4:  $\frac{dE}{dx}$ -Spektren in  $p$ - $p_T$ -Bereichen zur Bestimmung von Teilchenwahrscheinlichkeiten.

Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  jeder akzeptierten Spur in kleinen Phasenraumbereichen des Gesamtimpulses  $p$  und Transversalimpulses  $p_T$  getrennt für positiv und negativ geladene Teilchen in Histogrammen akkumuliert. Dasselbe wird parallel für die Variablen  $N_{dE/dx}$ ,  $p$  und  $p_T$  durchgeführt, bei letzteren beiden, um im Falle einer nicht flachen Verteilung den korrekten Mittelwert im jeweiligen  $p$ - $p_T$ -Bereich zu bestimmen. In Abb. 4.4 sind beispielhaft die Spektren für einen Gesamtimpulsbereich ( $p = 12.6 - 15.8$  GeV) in Abhängigkeit von  $p_T$  dargestellt, um zum einen die näherungsweise gaußisch verteilten Energieverlustspektren anschaulich zu machen und zum anderen die Notwendigkeit der Berücksichtigung des transversalen Impulses in der Phasenraumeinteilung zu dokumentieren, insofern die gemessenen relativen Teilchenausbeuten stark von dieser Variablen abhängen.

- **Bestimmung der Teilchenausbeuten  $a_i$  durch Kurvenanpassung an die  $\frac{dE}{dx}$ -Spektren**

Anschließend werden an diese  $\frac{dE}{dx}$ -Spektren Kurven der Form

$$F_1\left(\frac{dE}{dx}\right) = \sum_{i=1}^4 f_{1,i}\left(\frac{dE}{dx}\right) \quad \text{mit} \quad f_{1,i}\left(\frac{dE}{dx}\right) = a_i \cdot e^{-\frac{(\frac{dE}{dx} - m_i)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.18)$$

oder

$$F_2\left(\frac{dE}{dx}\right) = \sum_{i=1}^4 f_{2,i}\left(\frac{dE}{dx}\right) \quad \text{mit} \quad f_{2,i}\left(\frac{dE}{dx}\right) = \sum_{n=N_{dE/dx}^{min}}^{N_{dE/dx}^{max}} a_i \sum_{n=N_{dE/dx}^{min}}^{N_{dE/dx}^{max}} b_n \cdot e^{-\frac{(\frac{dE}{dx} - m_i)^2}{2\sigma_n^2}} \quad (4.19)$$

angepaßt. Erstere Formel (Gl. 4.18) stellt eine Summe von vier Gaußfunktionen für die vier Teilchensorten  $i \in (e^\pm, \pi^\pm, K^\pm, p^\pm)$  dar. Die Parameter der Anpassung sind hierbei die Mittelwerte  $m_i$  und Amplituden (bzw. Teilchenausbeuten)  $a_i$  einer einzelnen Gaußkurve für die Teilchensorte  $i$  sowie die in guter Näherung als für alle Teilchensorten identisch angenommene Breite  $\sigma$ . Letztere Funktion (Gl. 4.19) zieht die in vorigem Kapitel angesprochene Tatsache in Betracht, daß Spuren unterschiedlicher Länge ( $N_{dE/dx}$ ) verschiedene  $\sigma_{dE/dx}$ -Werte besitzen und der Beitrag einer Teilchensorte daher strenggenommen eine nicht mehr gaußische Konvolution vieler Gaußverteilungen ist. Als Parameter müßten damit neben den Mittelwerten  $m_i$  und Amplituden  $a_i$  eine von der benutzten Anzahl  $N_{dE/dx}$  an Spurrpunkten abhängige Breite  $\sigma_n$  sowie zusätzlich die entsprechenden Teilamplituden  $b_n$  gewählt werden. Die mit ausgeschriebenen  $N_{dE/dx}$ -Verteilungen könnten also zur Berücksichtigung dieser Konvolution bei der Kurvenanpassung verwendet werden. Sie sind jedoch im Großteil der Phasenraumbereiche um einen Wert gehäuft, so daß – wie

in Abb. 4.4 eingezeichnet – eine Summe von vier Gaußfunktionen (Gl. 4.18) für den Zweck vorliegender Studie (nicht für die explizite Extraktion der Teilchenausbeuten) eine ausreichend gute Näherung zur Anpassung der Spektren darstellt. Bei der Kurvenanpassung wird zudem in jedem Phasenraumbereich der relative Abstand der angepaßten Mittelwerte  $m_i$  zur Bethe-Bloch-Parametrisierung  $f_{BB}(p, i)$  mit in Betracht gezogen. Da nur eine gemeinsame Verschiebung  $\Delta m(p, p_T) = 1/4 \sum_{i=1}^4 [(m_i(p, p_T) - f_{BB}(p, i))/f_{BB}(p, i)]$  der gemessenen Mittelwerte relativ zur Bethe-Bloch-Funktion (Abb. 4.5) zugelassen wird, stellt dies eine weitere Bedingung der Kurvenanpassung dar. Die im jeweiligen Phasenraumbereich gemessene Breite  $\sigma(p, p_T)$  der Verteilungen (Abb. 4.6) ist durch Gl. 4.7 mit dem leicht von  $p$  und  $p_T$  abhängigen Parameter  $A = A(p, p_T)$  verknüpft. Die Kurvenanpassung muß ähnlich der Bestimmung

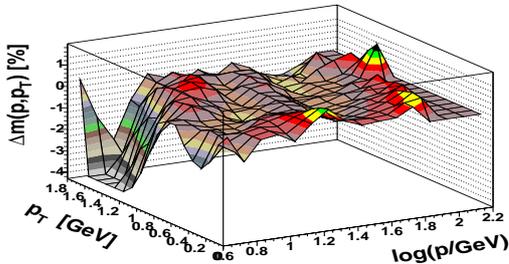


Abbildung 4.5: Abweichung  $\Delta m(p, p_T)$  der gemessenen Mittelwerte  $m_i$  von der Bethe-Bloch-Parametrisierung in  $p$ - $p_T$ -Bereichen (für  $PbPb$ -Daten).

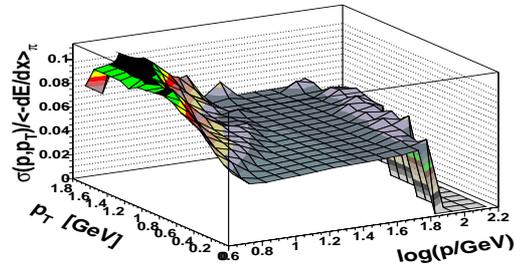


Abbildung 4.6: In den Phasenraumbereichen gemessene Breiten  $\sigma(p, p_T)$  der  $\frac{dE}{dx}$ -Spektren für negativ geladene Teilchen (mit  $N_p^{pot.} > 50$ ) in  $PbPb$ -Daten.

der Spektren natürlich separat für  $pp$ - und  $PbPb$ -Daten sowie einzeln für jeden Satz der später zu besprechenden Qualitätsschnitte durchgeführt werden, so daß diese Prozedur als schnell wiederholbares Element in der Analysekette realisiert wurde.

#### - Phasenraumbesetzungen $\rho_i(p, p_T)$

Gleichzeitig sind durch die in der Kurvenanpassung (ohne Akzeptanz-, Effizienz- und Zerfallskorrekturen) bestimmten Teilchenausbeuten  $a_i$ , wie sie jeweils bei positiv und negativ geladenen Teilchen für  $pp$ -Daten in Abb. 4.7 und für  $PbPb$ -Daten in Abb. 4.8 dargestellt sind, die Phasenraumbesetzungen  $\rho_i(p, p_T)$  der einzelnen Teilchensorten gegeben. Da in jedem  $p$ - $p_T$ -Bereich der Mittelwert von  $p$  bzw.  $p_T$  nicht unbedingt gleich der Binmitte sein mußte, wurden erwähnenswertermaßen die  $p$ - und  $p_T$ -Spektren in jedem Bereich mit ausgeschrieben, um die Teilchenausbeuten als zweidimensionale Funktionen mit korrekten Abszissenwerten bestimmen zu können. Allerdings erwies sich die gewählte Phasenraumeinteilung als hinreichend klein, so daß die  $p$ - und  $p_T$ -Verteilungen in

den Phasenraumbereichen sehr flach waren und der Mittelwert mit der Binmitte gleichgesetzt werden konnte. Es wurden daher für die weitere Analyse die in Abb. 4.7 und Abb. 4.8 gezeigten Funktionen für die Phasenraumbesetzungen  $\rho_i(p, p_T)$  benutzt. Wiederum ist die starke  $p_T$ -Abhängigkeit der Teilchenausbeuten erkennbar.

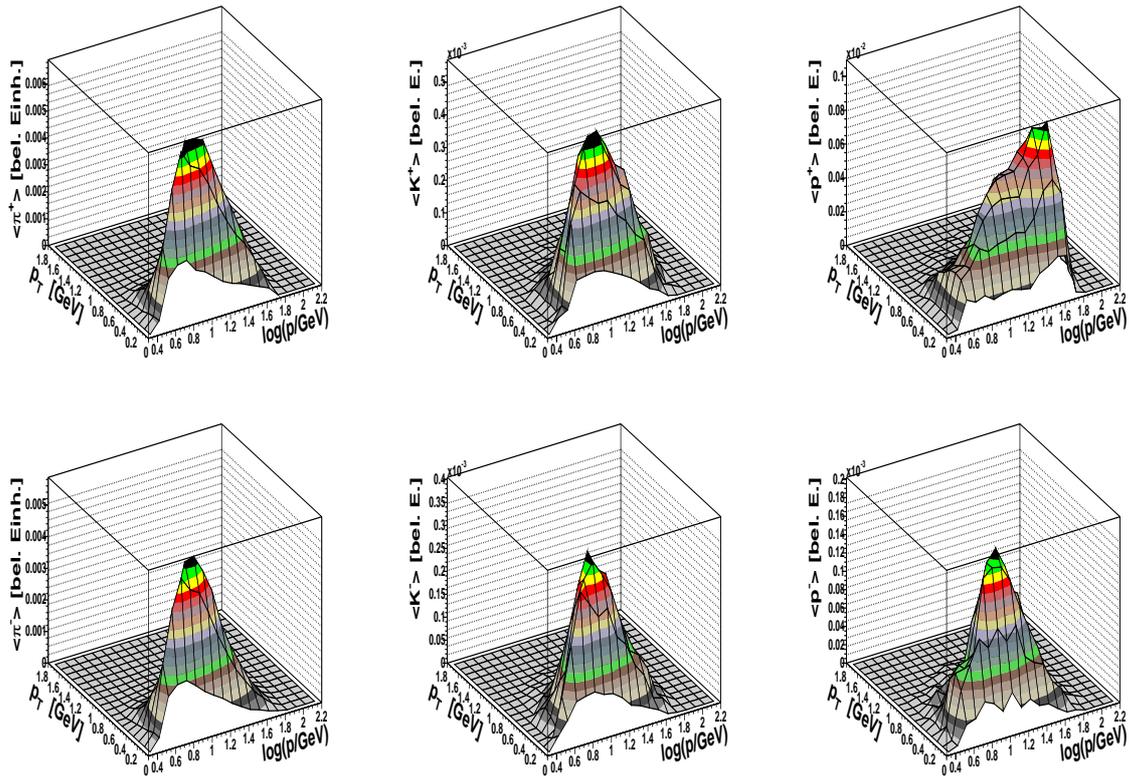


Abbildung 4.7: Phasenraumbesetzungen  $\rho_i(p, p_T)$  gemäß den Teilchenausbeuten  $a_i$  in  $p$ - $p_T$ -Bereichen für  $pp$ -Daten ( $i \in (\pi^\pm, K^\pm, p^\pm)$ ).

Insofern die gewonnenen Teilchenausbeuten für vorliegenden Zweck nicht korrigiert werden (müssen) und daher nicht mit den Absolutausbeuten übereinstimmen, lassen sich zur Kontrolle dieses Schrittes laut Abb. 4.9 und 4.10 verschiedene Teilchenverhältnisse bestimmen, für die keine Notwendigkeit zu diesen Korrekturen besteht. Sie zeigen sowohl im Falle von  $pp$ - als auch  $PbPb$ -Daten gute Übereinstimmung mit publizierten Werten ([Sik+ 99]).

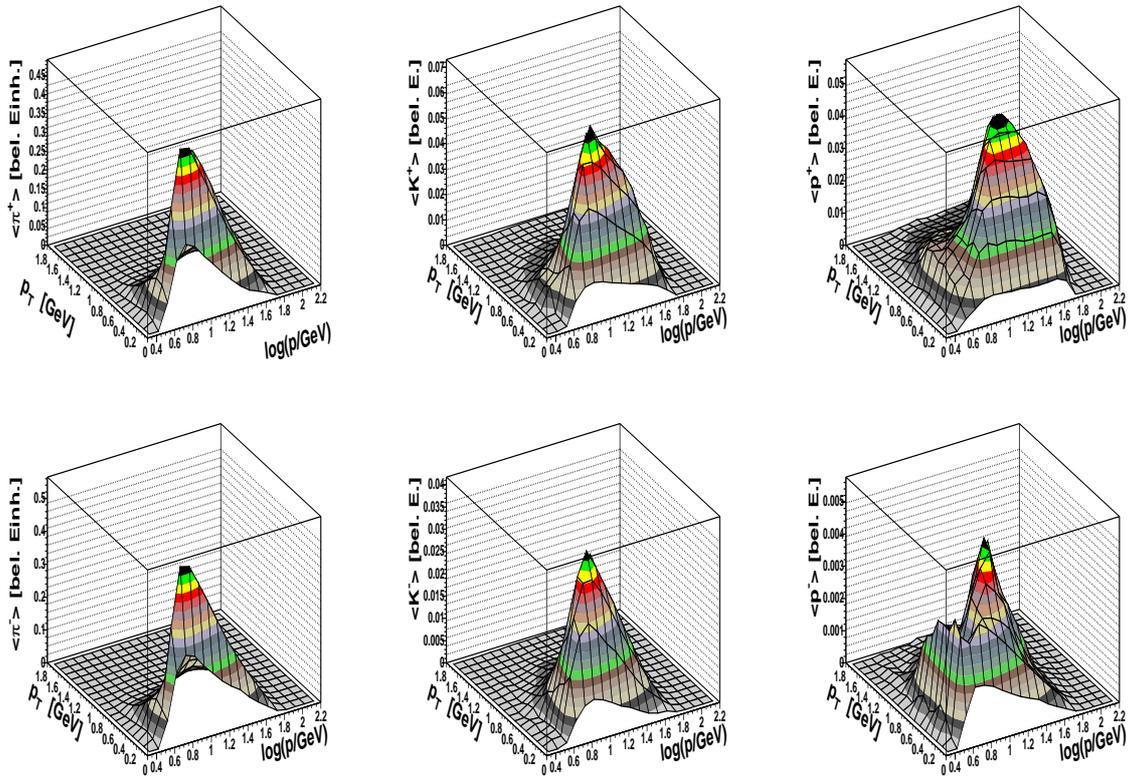


Abbildung 4.8: Phasenraumbesetzungen  $\rho_i(p, p_T)$  gemäß den Teilchenausbeuten  $a_i$  in  $p$ - $p_T$ -Bereichen für  $PbPb$ -Daten ( $i \in (\pi^\pm, K^\pm, p^\pm)$ ).

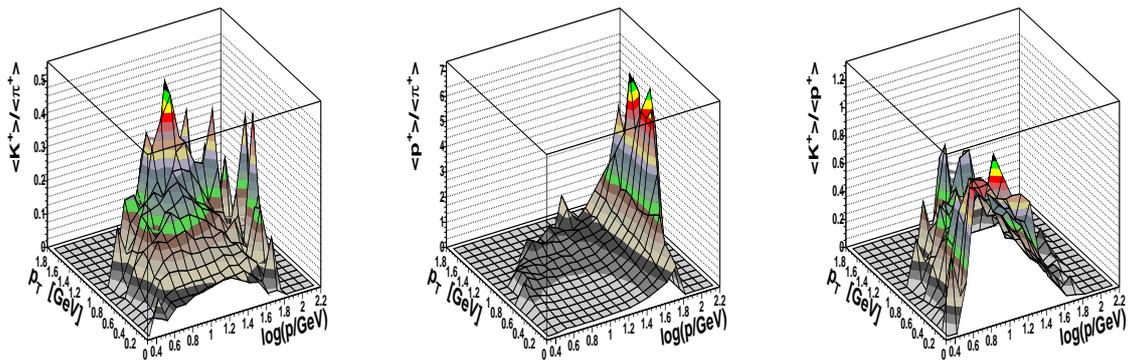


Abbildung 4.9: Verschiedene Teilchenverhältnisse, bestimmt aus den Phasenraumbesetzungen  $\rho_i(p, p_T)$  (im Falle von  $pp$ -Daten).

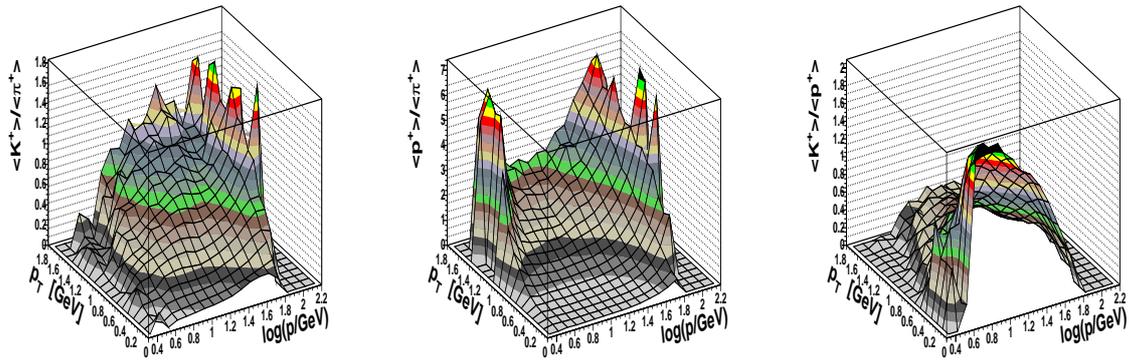


Abbildung 4.10: Verschiedene Teilchenverhältnisse, bestimmt aus den Phasenraumbesetzungen  $\rho_i(p, p_T)$  (im Falle von *PbPb*-Daten).

- Bestimmung der Wahrscheinlichkeiten  $P(j, \frac{dE}{dx}, p, p_T)$

Über die Phasenraumbesetzungen läßt sich, wie in Abb. 4.11 veranschaulicht,

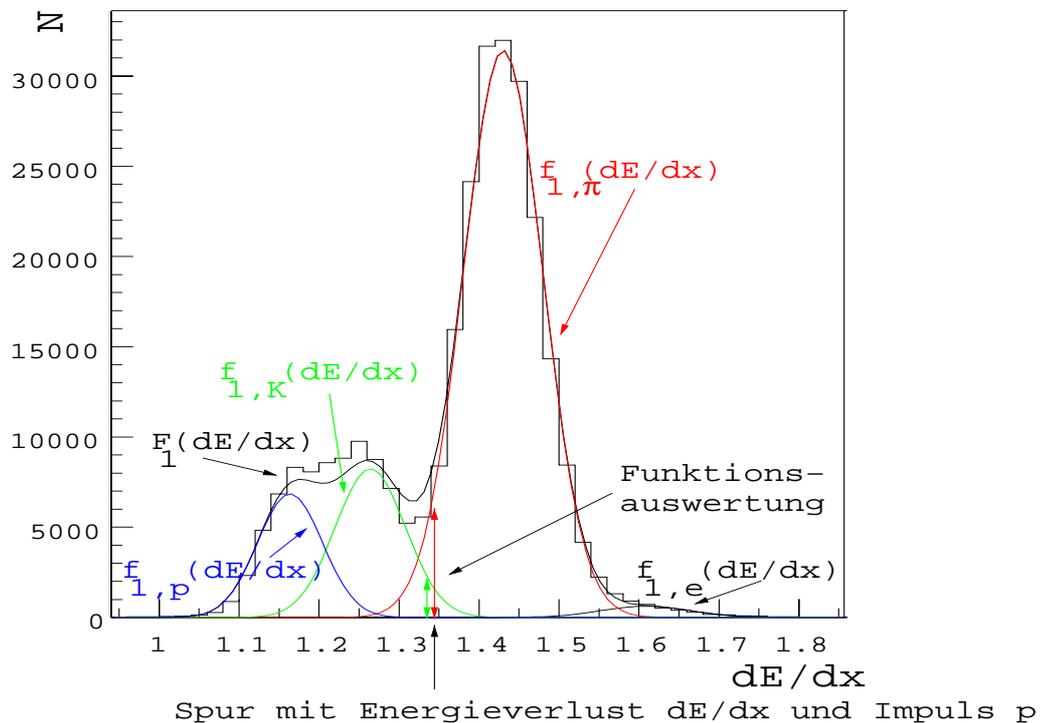


Abbildung 4.11: Prinzip der Wahrscheinlichkeitsberechnung für eine gemessene Spur mit dem Impuls  $p$  und dem spezifischen Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$ .

mit Hilfe der in jedem  $p$ - $p_T$ -Bereich bestimmten Funktion  $f_{1,j}(\frac{dE}{dx})$  aus Gl. 4.18 die Wahrscheinlichkeit  $P(j, \frac{dE}{dx}, p, p_T)$  berechnen, daß eine gemessene Spur des Impulses  $p$  mit dem spezifischen Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  einem gegebenen Teilchen  $j$  entspricht. Da sowohl die Mittelwerte  $m_j(p, p_T)$ , die Breiten  $\sigma(p, p_T)$  als auch die Teilchenausbeuten  $a_j(p, p_T)$  bestimmt wurden, ist diese Wahrscheinlichkeit als Verhältnis der Teilchenausbeuten an dem gemessenen Energieverlustwert  $\frac{dE}{dx}$  zu

$$P(j, \frac{dE}{dx}, p, p_T) = \frac{f_{1,j}(\frac{dE}{dx}, a_j(p, p_T), m_j(p, p_T), \sigma(p, p_T))}{\sum_{i=1}^4 f_{1,i}(\frac{dE}{dx}, a_i(p, p_T), m_i(p, p_T), \sigma(p, p_T))} \quad (4.20)$$

mit  $i, j \in (e^\pm, \pi^\pm, K^\pm, p^\pm)$  zu berechnen.

## b. Sigmamethode

Als Referenzmethode wurde auf das oft benutzte Prinzip zurückgegriffen, die Teilchen durch einen  $\sigma$ -Schnitt um den Mittelwert der gewünschten Teilchensorte aus der Bethe-Bloch-Parametrisierung zu identifizieren. Da die Bethe-Bloch-Funktion nur von der Geschwindigkeit abhängt, wird durch ein Band um die Bethe-Bloch-Parametrisierung nur die Impulsabhängigkeit der Teilchenausbeuten, nicht aber deren Transversalimpulsabhängigkeit, berücksichtigt. Die Identifikation durch das verwendete 1.5- $\sigma$ -Band wurde in der Analyse unter anderem zur Beleuchtung der systematischen Fehler mit obiger Wahrscheinlichkeitsmethode verglichen.

## 4.2 Konzept der invarianten Masse und Untergrundbestimmung

In den folgenden Abschnitten soll das Konzept der invarianten Masse zur Extraktion der Korrelation zwischen den Zerfallsteilchen einer Resonanz sowie der Separation des Signals von dem dabei auftretenden, unkorrelierten Untergrund durch die Methode der Ereignismischung erläutert werden.

### 4.2.1 Invariante Masse und Resonanzsignal

Durch die Zuweisung von Wahrscheinlichkeiten zu den gemessenen Spuren läßt sich der Untergrund im Spektrum der invarianten Masse einer Resonanz  $R$  mit dem Zerfallskanal  $R \rightarrow i + j$  in zwei Teilchen  $i, j$  auf einfache Weise reduzieren. Dies geschieht durch Auswahl der jeweiligen Teilchen mittels Festlegung einer unteren Grenze der Identifikationswahrscheinlichkeit  $P(i/j, \frac{dE}{dx}, p, p_T)$ , die die Teilchen überschreiten müssen. Die invariante Masse ist hierbei durch

$$m_{inv} = \sqrt{(E_i + E_j)^2 - (\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2} \quad (4.21)$$

mit den Energien  $E_{i/j}$  sowie Impulsen  $\vec{p}_{i/j}$  der produzierten Teilchen definiert und stellt die Masse eines hypothetischen Elternteilchens der Energie  $E_i + E_j$  sowie des Impulses  $\vec{p}_i + \vec{p}_j$  dar. Zur Erstellung von Spektren der invarianten Masse, wie in Abb. 4.12 beispielhaft dargestellt, werden alle als identifiziert angenommenen Teilchen  $i, j$  eines Ereignisses zu Paaren kombiniert. Für jedes Paar wird die zugehörige invariante Masse berechnet und in das Spektrum eingetragen. Damit werden die Paare, die tatsächlich aus einem Resonanzzerfall stammen, um die Masse der Resonanz akkumuliert, wohingegen die auf sonstige Weise, ohne diese Paarkorrelation erzeugten Teilchen einen kombinatorischen Untergrund bilden.

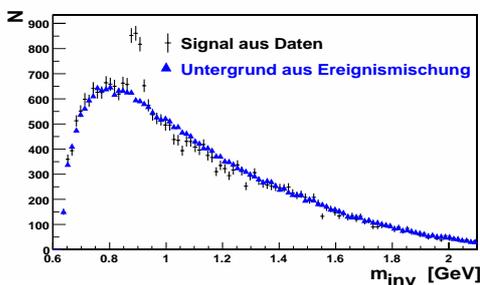


Abbildung 4.12: Beispiel eines Spektrums der invarianten Masse  $m_{inv}$  mit eingezeichnetem kombinatorischen Untergrund (hier für  $K^- \pi^+$ -Paare).

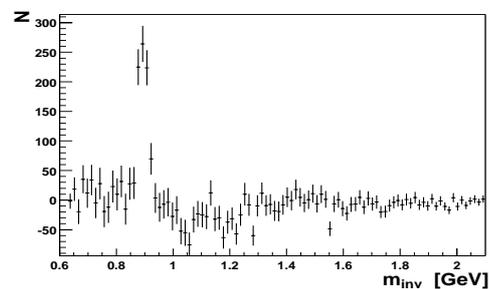


Abbildung 4.13: Beispiel eines untergrundsubtrahierten Spektrums der invarianten Masse  $m_{inv}$  (für  $K^- \pi^+$ -Paare).

### 4.2.2 Methode der Ereignismischung zur Untergrundbestimmung

Eine sehr elegante und auf den ersten Blick einfache Methode zur Eliminierung dieses unkorrelierten Untergrundes wurde von D. Drijard und H. G. Fischer mit der Ereignismischung (engl. *event mixing*) entwickelt ([DrFi 84]). Der Grundgedanke besteht darin, daß der aus Paaren von unkorrelierten Teilchen stammende kombinatorische Untergrund durch die Konstruktion von Paaren mit Teilchen aus verschiedenen Ereignissen, die per definitionem eine Korrelation aus einem Resonanzzerfall und damit ein Resonanzsignal ausschließen, reproduziert werden kann. Da die Werte der invarianten Masse allein von der Akzeptanz des Detektors, also dem für die Teilchen zur Verfügung stehenden Impulsraum, und deren intrinsischer Impulsraumverteilung bestimmt sind, wird die Verteilung der invarianten Masse der aus verschiedenen Ereignissen zusammengesetzten Teilchenpaare den unkorrelierten Untergrund der gewöhnlichen Verteilung simulieren. Angenommen sind identische experimentelle Bedingungen bei allen Ereignissen sowie die Zulässigkeit der Vernachlässigung anderer Korrelationssignale. Die Subtraktion des mit beliebiger Statistik erstellbaren Untergrundspektrums aus der Ereignismischung (eingezeichnet in Abb. 4.12) vom Originalspektrum der invarianten Masse, normiert auf dessen Anzahl der Einträge, ergibt also ein untergrundsubtrahiertes Spektrum (Abb. 4.13), welches im wesentlichen nur das Resonanzsignal enthält. Wie in [DrFi 84] ausführlich beschrieben, sind die zum Teil sichtbaren Unterschwinger vor und hinter dem Signal zurückzuführen auf die Normierung, insofern im Untergrundspektrum die Anzahl der aus dem Signal stammenden Einträge fehlt, sowie auf geringe Restkorrelationen auf Grund der durch die Produktionsmechanismen eingeschränkten Impulsraumverteilungen. Da dieselbe Methodik zur Konstruktion des untergrundsubtrahierten Spektrums jedoch auch bei der Simulation des Resonanzsignals (Kap. 4.4) angewendet wird, findet diese durch die Ereignismischung begründete, leichte Deformation des Spektrums automatisch Berücksichtigung. Integration über das untergrundsubtrahierte Spektrum, welches im folgenden bei nicht anderslautendem Vermerk verkürzt mit dem Namen des Spektrums der invarianten Masse belegt wird, mündet also in die Bestimmung der Anzahl  $N_{Res}^{exp.}$  der experimentell beobachteten Resonanzen. Der Vergleich mit der später zu besprechenden, verschiedene Korrekturen (Kap. 4.3) einbringenden Simulation dieses Spektrums ergibt schließlich die Gesamtzahl  $N_{Res}$  an Resonanzen im betrachteten Phasenraumbereich.

Während der kombinatorische Untergrund nicht a priori analytisch zugänglich ist und eine Parametrisierung desselben sehr große systematische Fehler bei der Bestimmung des Signales durch Untergrundsubtraktion erzeugt, liefert die Methode der Ereignismischung bei sorgsamer Verwendung eine zuverlässige Abschätzung des unkorrelierten Untergrundes.

### 4.3 Qualitätskriterien, Zentralitätsbestimmung und Korrekturmethodik

Neben der Identifikation werden die in die Spektren der invarianten Masse einfließenden Spuren sowie die gesamten Ereignisse einer Reihe von Qualitätskriterien unterworfen. Außerdem werden die *PbPb*-Daten in Abhängigkeit von der Zentralität des Stoßes untersucht und der Vergleich zu *pp*-Daten durch Bestimmung eines in beiden Kollisionssystemen gültigen Maßes für den Energieverlust in diesen Zentralitätsabschnitten differenziert durchgeführt. Diese Datenselektion und -einteilung wird neben den notwendigen Korrekturen für die Akzeptanz, die Teilchenidentifikation sowie die Vertexauflösung in *pp*-Daten das Thema dieses Kapitels sein.

#### 4.3.1 Ereignis- und Spurselektion

Die Datenselektion durch Qualitätskriterien wurde sowohl auf dem Ereignis- als auch dem Spurniveau durchgeführt. Auf Grund der verschiedenen experimentellen Gegebenheiten mußte diese Selektion differenziert für *pp*- und *PbPb*-Daten geschehen, die entsprechenden Werte sind in Tab. 4.2 für die Ereignisschnitte und in Tab. 4.3 für die Schnitte bei Spuren wiedergegeben.

Schnitt	<i>pp</i>	<i>PbPb</i>
# 1	$-585.0 \text{ cm} < z_{\text{Vertex}} < -574.0 \text{ cm}$	$-580.0 \text{ cm} < z_{\text{Vertex}} < -578.0 \text{ cm}$
# 2	$x_{\text{Vertex}}^2 + y_{\text{Vertex}}^2 < 1.0 \text{ cm}^2$	$x_{\text{Vertex}}^2 + y_{\text{Vertex}}^2 < 1.0 \text{ cm}^2$
# 3	$\chi_{\text{Vertex}}^2 > 0$	$\chi_{\text{Vertex}}^2 > 0$
# 4	$N_{\text{Vertexflagge}} = 0 \vee 4$	$N_{\text{Vertexflagge}} = 0$
# 5	$N_{\text{VertexID}} = 0$	$0 < N_{S3}^{\text{ADC}} < 83.0$
# 6	$N_{\text{Spuren}} > 0$	$N_{\text{Spuren}} > 0$
# 7	—	$A_1 + B_1 \cdot N_{\text{Spuren}} < E_{\text{Veto}} < A_2 + B_2 \cdot N_{\text{Spuren}}$

Tabelle 4.2: Qualitätskriterien zur Ereignisselektion in *pp*- und *PbPb*-Daten.

Bei der Ereignisselektion sind dabei die ersten beiden Schnitte die wesentlichen Qualitätskriterien, indem sie die Position des Hauptvertizes festlegen. Dieser ist in *PbPb*-Daten durch das dünne Target und die gute Rückextrapolation in die *x-y*-Ebene auf Grund der Vielzahl an Spuren genau rekonstruierbar, während das 14.0 cm lange, flüssige *H<sub>2</sub>*-Target in *pp*-Daten vor allem in Strahlrichtung (*z*-Koordinate) weniger Präzision zuläßt. Die Schnitte 3–6 sind eher formaler Natur, um offensichtliche Untergrundereignisse oder falsch rekonstruierte Ereignisse zu verwerfen. Der Schnitt 5 in *PbPb*-Daten ist der Unterdrückung von peripheren Bleikollisionen ähnelnden Wechselwirkungen zwischen dem Projektil und dem Detektormaterial oder dem Gas hinter dem Target dienlich. Wie in Kap. 3.2.1 erläutert, wird hierzu ein Schnitt an das ADC-Signal  $N_{S3}^{\text{ADC}}$  des Gas-Čerenkovdetektors *S3* angelegt. Der letzte Schnitt

### 4.3. Qualitätskriterien, Zentralitätsbestimmung und Korrekturmethode 61

in  $PbPb$ -Daten schließlich trägt der guten Korrelation zwischen der im Vetokalorimeter gemessenen Energie  $E_{Veto}$  und der Spurmultiplicität  $N_{Spuren}$  Rechnung, die sich gut linear parametrisieren läßt und durch ein Band um diese Gerade wiederum offensichtliche Fehlrekonstruktionen zu eliminieren gestattet.

Schnitt	$pp$	$PbPb$
# 1	$p > 3.0 \text{ GeV}$	$p > 3.0 \text{ GeV}$
# 2	$p_T < 2.5 \text{ GeV}$	$p_T < 2.5 \text{ GeV}$
# 3	$N_p^{pot.} > 20 \vee 50$	$N_p^{pot.} > 20 \vee 50$
# 4	$N_{Spurflagge} = 0$	$N_{Spurflagge} = 0$
# 5	—	$0 < \chi_{Spur}^2 < 6.0$
# 6	—	$(b_x^{Spur}/5.0)^2 + (b_y^{Spur}/2.0)^2 < 1.0 \text{ cm}^2$

Tabelle 4.3: Qualitätskriterien zur Spurselektion in  $pp$ - und  $PbPb$ -Daten.

Die Spurschnitte sind hinsichtlich der Impuls- und Transversalimpulsgrenzen sehr offen gestaltet; der Wert  $p > 3.0 \text{ GeV}$  ist durch die besprochene Limitierung der Teilchenidentifikation über die Energieverlustmessung motiviert, während Transversalimpulse über  $p_T > 2.5 \text{ GeV}$  praktisch nicht vorkommen. Der Schnitt auf die maximal mögliche Anzahl der Spurpunkte  $N_p^{pot.}$  laut der Detektorsimulation entspricht der potentiellen Spurlänge in den Spurendriftkammern und selektiert Spuren, die durch ihre geometrische Lage relativ zum Detektor gut gemessen werden können. Zur Untersuchung der systematischen Fehler wurden in der Analyse (Kap. 5) zwei verschiedene Fälle ( $N_p^{pot.} = 20$  und  $N_p^{pot.} = 50$ ) betrachtet, so daß mit der Variation der Teilchenidentifikationsmethode jede Analyse in insgesamt vier Konfigurationen durchgeführt wurde. Die weiteren Schnitte sind wiederum von der Rekonstruktionskette primär über die Impulsbestimmung gewonnene Qualitätskriterien ( $\chi_{Spur}^2, N_{Spurflagge}$ ), die offensichtliche Untergrundspuren (wie  $\delta$ -Elektronen) oder falsch rekonstruierte Spuren verwerfen. Mit dem ellipsenförmigen Schnitt 6 auf die Position  $b_{x/y}$  der Spur am Hauptvertex kann man zudem die durch den Zerfall sehr langlebiger Hadronen sekundär produzierten Teilchen teilweise eliminieren. Generell ist wichtig, daß die Akzeptanz allein durch die Phasenraumschnitte in  $p$  und  $p_T$  sowie den geometrischen Schnitt in  $N_p^{pot.}$  eingeschränkt wird, so daß eine entsprechende Korrekturtabelle (Kap. 4.3.3.1) die angelegten Schnitte berücksichtigen kann.

#### 4.3.2 Zentralitätsbestimmung

Die im Vetokalorimeter registrierte Energie  $E_{Veto}$  gibt durch Messung des Energieflusses in Vorwärtsrichtung Auskunft über die Zentralität einer  $PbPb$ -Kollision, insofern dort die kinetische Energie der nicht an der Reaktion teilnehmenden Projekttilfragmente sowie der den Kollimator passierenden, produzierten Teilchen hohen

Impulses bestimmt wird (Kap. 3.2.1). In Abb. 4.14 ist das in den benutzten  $PbPb$ -Daten aufgenommene  $E_{Veto}$ -Spektrum wiedergegeben, wobei niedrige  $E_{Veto}$ -Werte zentralen Kollisionen mit hohem Energieumsatz und kleinem Stoßparameter  $b$  entsprechen. In peripheren Kollisionen, wo ein Großteil der Strahlenergie weiterhin in Vorwärtsrichtung transportiert wird, mißt man eine größere Vetoenergie korrespondierend zu großem Stoßparameter und kleinem Energieumsatz. Quantitativ kann diese Korrelation, veranschaulicht in Abb. 4.15, durch eine Monte-Carlo-Simulation, die Ereignisse mit bekanntem Stoßparameter  $b$  aus einem Ereignisgenerator mit der im Kalorimeter zu erwartenden Energie  $E_{Veto}$  verknüpft werden.

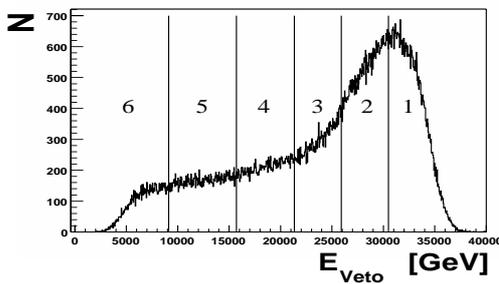


Abbildung 4.14:  $E_{Veto}$ -Spektrum mit eingezeichneter Einteilung in Zentralitätsabschnitte.

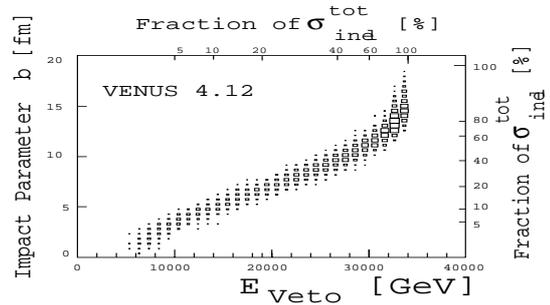


Abbildung 4.15: Korrelation zwischen Vetoenergie  $E_{Veto}$  und Stoßparameter  $b$  laut einer Simulation ([NIM49 99]).

Zentralitätsabschnitt	1	2	3	4	5	6
Charakterisierung	peripher	→	→	→	→	zentral
$E_{Veto}$ [GeV]	30500– 45000	25900– 30500	21350– 25900	15700– 21350	9125– 15700	0– 9125
Stoßparameter $b$ [fm]	10.2 – ∞	9.1 – 10.2	7.4 – 9.1	5.3 – 7.4	3.4 – 5.3	0 – 3.4
$\langle x_F^{Baryonen} \rangle$	0.362	0.330	0.302	0.282	0.257	0.231
Anzahl der akzept. Er.	22338	33545	25657	24553	22214	12129

Tabelle 4.4: Zentralitätsabschnitte in den peripheren  $PbPb$ -Daten mit ihren wesentlichen Charakteristika.

Die Charakteristika der in Abb. 4.14 eingezeichneten Zentralitätsabschnitte sind in Tab. 4.4 zusammengefaßt, wobei die Auswahl der Größe der Abschnitte primär auf der gleichmäßigen Verteilung der Statistik beruhte. Das Ergebnis der oben erwähnten Simulation ([NIM49 99, Coop 00]) korreliert diese im Experiment NA49 allgemein benutzten Abschnitte mit entsprechenden Stoßparametern. In  $pp$ -Kollisionen kann der Energieumsatz nicht durch die Vetoenergie charakterisiert werden, jedoch läßt der in Kap. 2.1 diskutierte Effekt des „führenden Baryons“ eine Abschätzung des Energieumsatzes zu. Man kann daher in  $PbPb$ -Kollisionen die Höhe des Energieumsatzes quantitativ mit dem Mittelwert  $\langle x_F^{Baryonen} \rangle$  der  $x_F$ -Verteilung der pro-

duzierten Baryonen in Verbindung bringen. Das Ergebnis einer derartigen Studie ([Fisc 00]) ist in Tab. 4.4 eingetragen. Dies stellt somit eine quantitative Handhabe für einen differenzierten Vergleich von  $PbPb$ -Kollisionen in einem bestimmten Zentralitätsabschnitt mit den hinsichtlich des Energieumsatzes vergleichbaren, über das  $x_F$  des führenden Baryons identifizierbaren  $pp$ -Kollisionen bereit. Ein solcher Vergleich der Resonanzproduktion in  $pp$ - und  $PbPb$ -Kollisionen soll im Kap. 5 durchgeführt werden. Schließlich ist noch die in den einzelnen Abschnitten nach Anlegung aller Qualitätsschnitte vorhandene Anzahl der Ereignisse angegeben, die meist zur Extraktion eines Resonanzsignals ausreichte, nicht jedoch eine weitere Differenzierung wie etwa in der Rapidität  $Y$  oder in  $p_T$ -Abschnitten erlaubte.

Für die  $pp$ -Daten war die vorhandene Ereignisanzahl von etwa 1.1 Millionen, wobei nach Anlegung der Qualitätskriterien ungefähr 450.000 Ereignisse zur Analyse benutzt wurden, ausreichend, um die longitudinalen (in  $x_F$ ) und transversalen Verteilungen (in  $p_T$ ), jeweils integriert über die zweite Variable, zu extrahieren. Die Charakterisierung der Ereignisse nach Klassen verschieden heftiger Kollisionen geschah, wie oben gesagt, durch Betrachtung des Energieverlustes des führenden Protons. Die dazu notwendige Verteilung der Feynmanvariable  $x_F$  des führenden Protons in der Reaktion ist in Abb. 4.16 wiedergegeben. Dies erlaubt die Bestimmung der Resonanzproduktion in Abhängigkeit vom Energieumsatz in der  $pp$ -Kollision und somit neben einem globalen Vergleich der  $pp$ -Daten zu den  $PbPb$ -Daten auch einen differenzierteren Ansatz.

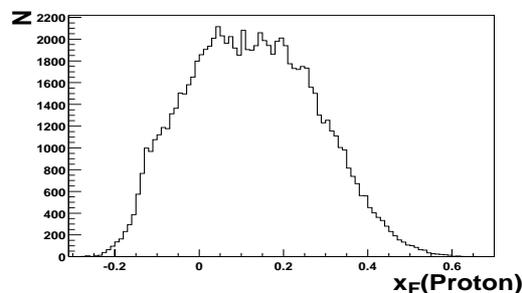


Abbildung 4.16: Verteilung der Feynmanvariable  $x_F$  des führenden Protons in  $pp$ -Kollisionen zur Charakterisierung des Energieumsatzes in der Reaktion.

### 4.3.3 Korrekturen bei der Extraktion der Resonanzproduktion

Neben der Selektion der Daten und deren Einteilung in verschiedene Klassen, hier charakterisiert durch den Energieumsatz in der Kollision, sind die angewandten Korrekturen ein weiterer, wichtiger Bestandteil der Analysemethodik. Die mittels der untergrundsubtrahierten Spektren der invarianten Masse experimentell be-

stimmte Resonanzproduktion muß auf die limitierte geometrische Akzeptanz des Detektors, die Verluste durch den bei der Teilchenidentifikation angewandten Schnitt sowie im Falle der  $pp$ -Daten auf die durch die schlechte Vertexpauflösung verlorenen Ereignisse korrigiert werden. Diese Korrekturen fließen dabei in die Simulation ein und werden daher bei der schon angesprochenen Bestimmung der tatsächlichen Resonanzproduktion auf dem Wege des Vergleiches der Simulation mit den experimentell extrahierten Werten inkorporiert. Die einzelnen Korrekturen sollen jedoch an dieser Stelle vor der Besprechung der Simulation im sich anschließenden Kapitel erläutert werden.

### 4.3.3.1 Akzeptanz- und Effizienzkorrektur

Man versteht unter der geometrischen Akzeptanz des Detektors die Wahrscheinlichkeit, ein stabiles Teilchen mit definierten Phasenraumeigenschaften, charakterisiert etwa durch die Variablen  $p_L$ ,  $p_T$  und den Azimutwinkel  $\Psi$ , im Meßbereich des Detektors nachzuweisen. Die Simulation von im Phasenraum homogenen Teilchenverteilungen mittels eines Ereignisgenerators und deren Propagation durch das Magnetfeld in den Detektor erlaubt die Bestimmung der geometrischen Akzeptanz, da das Verhältnis der in einem Phasenraumbereich  $(p_L, p_T, \Psi)$  erzeugten Teilchen zu den in diesem Bereich registrierten Teilchen die Nachweiswahrscheinlichkeit  $F_i^{Akz.}(p_L, p_T, \Psi)$  definiert ( $i \in (e, \pi, K, p)$ ). Im Prinzip wird ein Teilchen mit einem bestimmten Wert von  $p_L, p_T, \Psi$  entweder akzeptiert oder verworfen. Für verschiedene Teilchenspezies ist dies in Abb. 4.17 (integriert über  $\Psi$ ) dargestellt, wobei für jede Teilchensorte mit den Schnitten aus Tab. 4.3 jeweils eine Tabelle für den Fall  $N_p^{pot.} > 20$  und  $N_p^{pot.} > 50$  erstellt wurde.

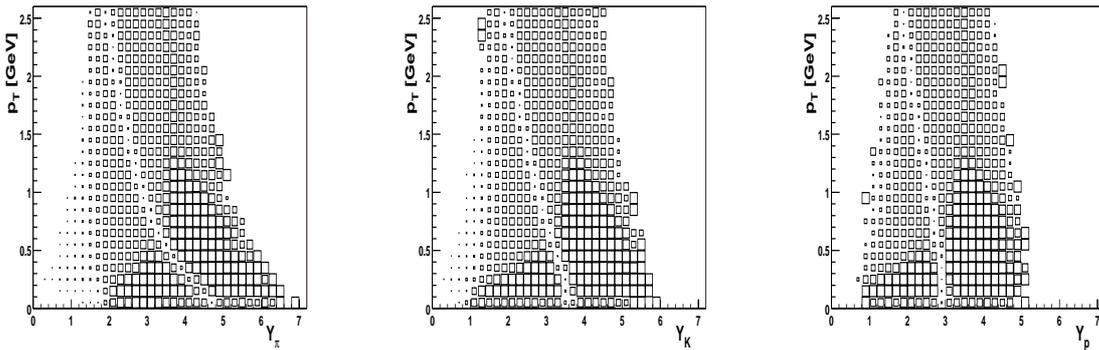


Abbildung 4.17: Geometrische Akzeptanz  $F_i^{Akz.}(Y_i, p_T)$  des Detektors für verschiedene Teilchenspezies  $i \in (\pi, K, p)$  (im Falle von  $N_p^{pot.} > 20$ ). Die Größe eines Rechtecks ist proportional zur Akzeptanz in diesem  $Y$ - $p_T$ -Bereich.

Die Simulation einer Resonanz und deren Zerfalles  $R \rightarrow i + j$  in zwei Teilchen  $i, j$  erlaubt nun direkt die Berücksichtigung der geometrischen Akzeptanz, insofern das Produkt der Akzeptanzfaktoren der beiden Teilchen

### 4.3. Qualitätskriterien, Zentralitätsbestimmung und Korrekturmethodik<sup>65</sup>

$$F_{Res}^{Akz.} = F_i^{Akz.} \cdot F_j^{Akz.} \quad (4.22)$$

die Akzeptanz der Resonanz definiert, mittels der gegebenen Tabellen berechnet und somit entschieden werden kann, ob der simulierte Resonanzzustand im Detektor registriert wird.

In vorhergehenden Arbeiten ([Schö 97, Mock 97, Coop 00]) wurde zudem die Rekonstruktionseffizienz für die Teilchenspuren untersucht. In dem hier behandelten kinematischen Bereich  $p_{Lab.} > 3 \text{ GeV}$  wurde keine wesentliche Ineffizienz der Spur-rekonstruktion gefunden und eine entsprechende Korrektur wird daher im weiteren vernachlässigt.

#### 4.3.3.2 Korrektur der Teilchenidentifikationsverluste

Durch die Anwendung eines Schnittes bei der Teilchenidentifikation werden sowohl bei der Wahrscheinlichkeitsmethode als auch bei der Sigmamethode zusätzlich Teilchen unterdrückt, für deren Verlust bei der experimentellen Bestimmung der Resonanzproduktion in der Simulation oder analytisch Rechnung zu tragen ist.

##### a. Wahrscheinlichkeitsmethode

Im Falle der Identifikation über die Wahrscheinlichkeitsmethode ist eine analytische Korrektur der Verluste nicht möglich, da der Schnitt gewollt asymmetrisch um den Mittelwert der Energieverlustverteilung der jeweiligen Teilchensorte – sind die Verunreinigungen im  $\frac{dE}{dx}$ -Spektrum bei gegebener Teilchensorte ja nicht symmetrisch zu beiden Seiten – sowie differenziert in  $p$  und  $p_T$ , als Funktion derer die Teilchenausbeuten stark variieren, erfolgt. Die Korrektur wird daher in den Simulationsprozeß eingebaut, indem den Zerfallsteilchen der simulierten Resonanz nach den in Kap. 4.1.3 bestimmten Verteilungen (jeweils der Anteil des gewünschten Teilchens in Gl. 4.18) durch die Monte-Carlo-Methode ein Energieverlust zugewiesen wird. Die Identifikation erfolgt dann anschließend in der Simulation völlig analog zur Behandlung der experimentellen Daten, so daß die Verluste identisch sind. Der Vergleich zwischen Simulation und Daten enthält also in diesem Fall schon die Korrektur für die Verluste auf Grund der Teilchenidentifikation.

##### b. Sigmamethode

Wird die Identifikation über das  $1.5\text{-}\sigma$ -Band um die Bethe-Bloch-Kurve des entsprechenden Teilchens realisiert, ist eine einfache analytische Berechnung des Verlustes möglich und obige Prozedur entfällt in der Simulation. Da die Energieverlustverteilung für jede Teilchenspezies annähernd als gaußisch betrachtet werden konnte,

berücksichtigt ein  $1.5\text{-}\sigma$ -Schnitt um die Gaußfunktion nur 86.64% der enthaltenen Teilchen, so daß die Resonanzproduktion mit dem Faktor  $F_{Res}^{Id.} = \frac{1}{0.8664^2} \approx 1.332$  korrigiert werden muß.

### 4.3.3.3 Vertexkorrektur

Durch die nur sehr grobe Meßgenauigkeit der Position des Hauptvertizes in Strahlrichtung in  $pp$ -Kollisionen auf Grund des 14.0 cm langen Targets und der nur wenigen produzierten Teilchen ist eine weitere Korrektur vonnöten. Simuliert man gleichförmig entlang des Targets verteilte Ereignisse und verschmiert deren Position anschließend mit der multiplizitätsabhängigen Auflösung  $\sigma_{Vertex}(N_{Mult.})$  der Vertexposition, die mittels der Rekonstruktion der Mylarfenster des leeren  $H_2$ -Targets bestimmt werden kann, so kann man den Prozentsatz der durch den in Kap. 4.3.1 genannten Schnitt auf die Vertex- $z$ -Position unterdrückten Ereignisse ermitteln. Zusätzlich fließen in diese Prozedur die Verluste an Ereignissen durch Fehlfunktion der Strahldefinitionsdetektoren ein. Die durch diese Simulation ([Susa 00]) bestimmte Korrekturtabelle wird bei der Analyse der experimentellen Daten direkt als Gewicht auf die Anzahl der Ereignisse angewandt, welche damit (um ca. 21%) auf die ursprünglich vorhandene, durch Detektoreffekte verfälschte Anzahl von Ereignissen hochskaliert wird.

### 4.3.3.4 Phasenraumschnitte

Selbstverständlich, doch dennoch explizit hier zu nennen, ist die Tatsache, daß die genannten Schnitte im Phasenraum (durch  $p$  und  $p_T$ /siehe Kap. 4.3.1) die Akzeptanz weiter einschränken und insbesondere im Bereich  $p_{Lab.} < 3.0 \text{ GeV}$  zu weiteren Verlusten an Teilchenspuren führen. Da aber natürlich die Erzeugung der untergrundsubtrahierten invarianten Massenspektren in der Simulation unter Anwendung derselben Schnitte geschieht, ist auch dies durch die Anpassung der Simulation an die Daten berücksichtigt.

## 4.4 Simulation

Wesentlicher Bestandteil jeder physikalischen Analyse ist sicherlich die Simulation des betrachteten Prozesses. Im vorliegenden Falle der Resonanzproduktion ist die Simulation zunächst das Mittel zur Extraktion der Anzahl  $N_{Res}$  an produzierten Resonanzen durch Anpassung eines untergrundsubtrahierten invarianten Massenspektrums aus der Simulation an das aus den Daten gewonnene Spektrum, wodurch die verschiedenen, eben geschilderten Korrekturen angebracht werden. Hierzu wurde

die Resonanzproduktion im Phasenraum gemäß iterativ bestimmter kinematischer Verteilungen simuliert und der Zerfall im jeweiligen Kanal berechnet, um danach die Prozedur der invarianten Massenbestimmung wie im Falle der Daten anzuwenden. Die Einzelschritte sowie die Anpassung der Simulation an die Daten sollen nun besprochen werden. Eine Simulation im Sinne der Verwendung eines der in Kap. 2 aufgeführten mikroskopischen Modelle zur Verifizierung derselben wurde nicht unternommen.

#### 4.4.1 Massenverteilung

Der erste Schritt der Simulation der jeweils untersuchten Resonanz  $R$  und deren Zerfalles in den Kanal  $R \rightarrow i + j$  mit den beiden Zerfallsteilchen  $i, j \in (e^\pm, \pi^\pm, K^\pm, p^\pm)$  besteht in der Erzeugung der entsprechenden Resonanz mit einer Massenverteilung (siehe Abb. 4.18) gemäß einer asymmetrischen, relativistischen Breit-Wigner-Funktion ([Jack 64])

$$f_{BW}(m) = \frac{m_{Res} m \Gamma(m)}{(m^2 - m_{Res}^2)^2 + (m_{Res} \Gamma(m))^2}. \quad (4.23)$$

Die Breite  $\Gamma(m)$  der Verteilung hängt dabei von der Masse  $m$  laut

$$\Gamma(m) = 2\Gamma_{Res} \cdot \frac{(m - m_{Schw.})^3}{(m_{Res} - m_{Schw.}) \cdot [(m - m_{Schw.})^2 + (m_{Res} - m_{Schw.})^2]} \quad (4.24)$$

ab, wobei  $m_{Schw.} = m_{Res} - (m_i + m_j)$  der über der Schwellenenergie liegende Massenanteil ist. Die Parameter der Verteilung sind die Masse  $m_{Res}$  und die Breite  $\Gamma_{Res} = \Gamma(m_{Res})$  der Resonanz, welche gemäß den jeweiligen Angaben in [PaDG 96] benutzt wurden.

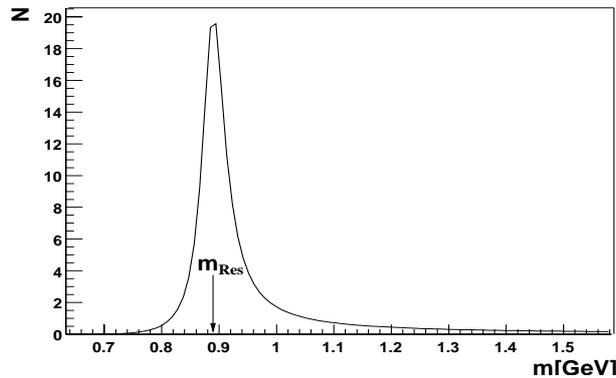


Abbildung 4.18: Asymmetrische, relativistische Breit-Wigner-Verteilung um die Masse  $m_{Res}$  des simulierten Resonanzzustandes (hier für die  $K^*(896)$ -Resonanz).

### 4.4.2 Kinematische Verteilungen

Im Phasenraum werden die Resonanzen hierbei gemäß den Verteilungen in den Variablen  $x_F$  oder der Rapidität  $Y$ , dem transversalen Impuls  $p_T$  oder der transversalen Masse  $m_T$ , und dem Azimuthwinkel  $\Psi$  mittels der Monte-Carlo-Technik generiert. Die transversalen und longitudinalen Verteilungen wurden, wie in Kap. 4.3.2 erwähnt, in  $pp$ -Daten iterativ aus vorliegendem Datensatz bestimmt, während dies in  $PbPb$ -Daten wegen der begrenzten Statistik nicht möglich war und daher auf Werte aus der Literatur zurückgegriffen wurde.

In  $\Psi$  kann man dabei Azimuthalsymmetrie, die auch bei nichtzentralen Stößen bei einem entsprechend großen Ensemble gegeben ist, annehmen und somit eine flache Verteilung der Anzahl der Resonanzen bzw. des Wirkungsquerschnittes  $\sigma$  laut

$$\frac{d\sigma}{d\Psi} = \text{const.} \quad (4.25)$$

verwenden.

Als transversale Verteilung wird für die  $pp$ -Daten eine Funktion der Form

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \propto p_T \cdot e^{-ap_T^2} \quad (4.26)$$

in Abhängigkeit vom transversalen Impuls  $p_T$  für die Simulation benutzt. Diese Formulierung ist analog zu einer Beschreibung der Transversalimpulsverteilung mittels der transversalen Masse  $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$  gemäß

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \propto p_T \cdot e^{-m_T/T}, \quad (4.27)$$

wie sie zur Behandlung der  $PbPb$ -Daten verwendet wurde, da für Kern-Kern-Kollisionen in der Literatur meist die Werte der Temperatur  $T$  zitiert sind.

Der Parameter  $T$  für die generierten Resonanzzustände wurde in diesem Falle, da die Determinierung desselben in vorliegendem  $PbPb$ -Datensatz nicht möglich war, durch die schon in Kap. 2 erwähnte und in der Literatur (wie in [Bial 98]) gut dokumentierte  $m_T$ -Skalierung bestimmt. Für das  $K^*(896)$ -Meson läßt sich die Temperatur zu  $T = 285$  MeV, für die in Kürze (im Abschnitt 4.4.4) zu besprechende, höherliegende Resonanz  $K^*(1430)$  zu  $T = 365$  MeV ablesen, während für das  $\Phi(1020)$  und das  $f_2(1270)$ -Meson Temperaturen von  $T = 305$  MeV und  $T = 340$  MeV verwendet wurden. In  $pp$ -Daten konnte die Bestimmung des Parameters  $a$  der Transversalimpulsverteilung erwähnenswertenfalls mittels der Daten erfolgen, außerdem läßt sich die Temperatur  $T$  durch Anpassung der Funktion aus Gl. 4.27 an die einmal bestimmte Verteilung angeben, was beides in Kap. 5 besprochen werden wird.

In longitudinaler Richtung kann für  $pp$ -Daten die in der Literatur ([Dij+ 86, Bob+ 83]) oft zitierte Feynman- $x_F$ -Verteilung laut

$$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - |x_F|)^b \quad (4.28)$$

zur Verwendung kommen und der Parameter  $b$  iterativ aus den Daten bestimmt werden. In Kern-Kern-Stößen hingegen ist die Beschreibung der longitudinalen Verteilung durch die Rapidität  $Y$  in der Form

$$\frac{d\sigma}{dY} \propto e^{-(Y-Y_0)^2/(2\sigma_Y^2)} \quad (4.29)$$

üblicher und wurde daher zur Generierung der Simulation gewählt. Für die im Schwerpunktsystem erfolgende Erzeugung der Resonanzen ist der Parameter  $Y_0$  gleich Null, und da die longitudinale Verteilung für verschiedene Teilchenarten und Kollisionstypen sehr ähnlich ist ([Coop 00, Sik+ 99]), konnte der für das  $\Phi(1020)$ -Meson zu  $\sigma_Y = 1.22$  bekannte Parameter ([Pueh 98, Frie 99]) auch für die Erzeugung der weiteren Resonanzzustände angenommen werden.

### 4.4.3 Zerfall und Lorentztransformation

Im Anschluß an die Erzeugung des Resonanzzustandes wird der isotrope Zerfall im Ruhesystem der Resonanz durchgeführt und den Zerfallsteilchen gemäß

$$p_i = p_j = \frac{1}{2m_{Res}} \cdot \sqrt{(m_{Res}^2 - (m_i + m_j)^2)(m_{Res}^2 - (m_i - m_j)^2)} \quad (4.30)$$

ein Impuls zugewiesen, welcher durch eine Lorentztransformation schließlich in das Laborsystem transformiert wird. Zudem fließt an dieser Stelle die Berücksichtigung der im vorigen Kapitel erläuterten Korrekturen ein, indem die Akzeptanztabelle Anwendung auf die Zerfallsteilchen findet und diesen gegebenenfalls ein Energieverlust zugewiesen wird. Danach wird wie im Falle der experimentellen Daten unter denselben Identifikations- und Phasenraumschnitten ein untergrundsubtrahiertes invariantes Massenspektrum erstellt.

### 4.4.4 Berücksichtigung höherer Resonanzen

Des weiteren sei erwähnt, daß bei der Simulation des Signales die Berücksichtigung höherer Resonanzen ein wichtiges Element zur korrekten Extraktion der Resonanzproduktion sein kann. Wie in Abb. 4.19 exemplarisch dokumentiert, gibt die Simulation der interessierenden Resonanz alleine das gemessene Spektrum der invarianten Masse nicht immer in ausreichender Näherung wieder. In dieser Studie wurden die Ursachen und Facetten dieses Effektes nicht explizit und quantitativ

untersucht, jedoch verbesserte die Aufnahme weiterer Resonanzzustände in die Simulation die Übereinstimmung mit den Datenspektren deutlich. Die qualitative Erklärung, daß die Hinzunahme der in den Daten vorhandenen, schwereren Zustände die Form des Massenspektrums auch an der Stelle der interessierenden Resonanz und somit die im folgenden Abschnitt geschilderte Bestimmung der Resonanzproduktion beeinflußt, ist intuitiv einleuchtend. Quantitativ konnten Unterschiede in der resultierenden Resonanzproduktion auf dem Niveau einiger Procente festgestellt werden. Insofern die nächsthöheren Zustände gleichen Zerfallskanals jeweils im Verhältnis der in der Literatur angegebenen Wirkungsquerschnitte respektive Produktionsraten beigemischt wurden, ist diese Berücksichtigung höherer Resonanzen eine wichtige, kontrollierte Verbesserung der Simulation zur Modellierung der Situation in den Daten. Für das Paar  $K^*(1430)/K^*(896)$  ist in der Simulation das in der Literatur ([Dri+ 81, Azi+ 86]) gegebene Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von etwa 1 : 4.3 berücksichtigt worden. Im Falle des in die Simulation aufgenommenen  $f_2(1270)$ -Mesons in Relation zum Resonanzzustand  $\Phi(1020)$  beträgt dieser Wert 1 : 3.3 ([Bre+ 89]), wobei für Masse und Breite wiederum jeweils die Angaben in [PaDG 96] zu Rate gezogen wurden.

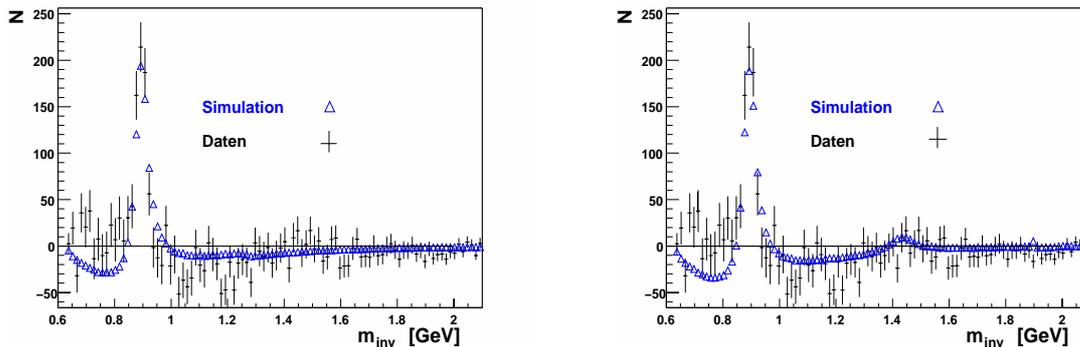


Abbildung 4.19: Berücksichtigung höherer Resonanzen in der Simulation (hier im Falle des  $K^*(896)$ ).

Links die Simulation im Vergleich zu den Daten bei Simulation nur eines Resonanzzustandes, während im rechten Bild der nächsthöhere Zustand  $K^*(1430)$  gleichen Zerfallskanals im Verhältnis der in der Literatur angegebenen Produktionswirkungsquerschnitte beigemischt wurde.

Außerdem sei an dieser Stelle bemerkt, daß in der Simulation die in Kap. 4.2.2 beschriebene Reproduktion des unkorrelierten Untergrundes durch Ereignismischung mit den Zerfallsteilchen aus zwei verschiedenen Resonanzen – da in der Simulation ein Ereignis aus jeweils einer Resonanz besteht – erfolgte. In den Daten wurden hierzu auch die nicht aus Resonanzzerfällen stammenden Teilchen eines Ereignisses benutzt. Da allerdings die Phasenraumverteilungen dieser Teilchen gleich sind,

läßt sich der unkorrelierte Untergrund auch in der Simulation korrekt durch die Ereignismischung reproduzieren.

#### 4.4.5 Anpassung der Simulation an die experimentellen Verteilungen

Nun sind sowohl das experimentelle, untergrundsabtrahierte Spektrum der invarianten Masse, mit einer dort enthaltenen Anzahl  $N_{Res}^{exp.}$  an Resonanzen, als auch das simulierte Analogon, für das die Anzahl  $N_{Res}^{sim.}$  der insgesamt in die Simulation einfließenden Resonanzen vor Anwendung der Detektorakzeptanz und der weiteren Schritte bekannt ist, vorhanden, wobei das Monte-Carlo-Spektrum die Form des Datenspektrums reproduziert. Somit kann durch eine  $\chi^2$ -Anpassung der Simulation an die Daten mit einem Skalierungsfaktor  $f$  als freiem Parameter die korrigierte Gesamtzahl  $N_{Res}$  der im Experiment erzeugten Resonanzen extrahiert werden [DrFi 84].

Ist das untergrundsabtrahierte Datenspektrum durch die Einträge  $n_k^{exp.}$  im Massenintervall  $k$  sowie das simulierte Spektrum durch  $n_k^{sim.}$  gegeben, so gilt

$$\chi^2 = \sum_k \frac{1}{\delta_k^2} (n_k^{exp.} - f n_k^{sim.})^2 \quad (4.31)$$

für den  $\chi^2$ -Wert der Anpassung. Laut der Bedingung  $\partial\chi^2/\partial f = 0$  resultiert die Bestimmungsgleichung

$$f = \frac{\sum_k n_k^{exp.} n_k^{sim.} / \delta_k^2}{\sum_k (n_k^{sim.})^2 / \delta_k^2} \quad (4.32)$$

für den Parameter  $f$  und

$$\sigma_f^2 = \frac{1}{\sum_k (n_k^{sim.})^2 / \delta_k^2} \quad (4.33)$$

für den Fehler in  $f$ . Der statistische Fehler  $\delta_k$  ist auf Grund der (beliebig) großen Statistik in der Simulation nur durch das Datenspektrum gegeben. Es läßt sich weiterhin zeigen ([DrFi 84]), daß für den hier vorliegenden Fall einer ebenfalls in der Ereignismischung sehr hohen Statistik sowie einer hinreichend feinen Unterteilung des gesamten Massenbereiches dieser Fehler im untergrundsabtrahierten Spektrum allein durch den statistischen Fehler im Originalspektrum gegeben ist. Somit kommt die Relation

$$\delta_k \simeq \sqrt{n_{Orig.,k}^{exp.}} \quad (4.34)$$

zu stehen, mit der bekannten Anzahl  $n_{Orig.,k}^{exp.}$  der Einträge im Intervall  $k$  des Originalspektrums der invarianten Masse vor der Untergrundsubtraktion.

Dies erlaubt schließlich mittels der in die Simulation eingehenden Anzahl  $N_{Res}^{sim.}$  an Resonanzen laut

$$N_{Res} = f N_{Res}^{sim.} \quad (4.35)$$

die Berechnung der Gesamtzahl  $N_{Res}$  der ursprünglich erzeugten Resonanzzustände unter Korrektur auf die besprochenen Verluste durch Detektoreigenschaften und Analysemethodik.

#### 4.4.6 Resonanzproduktion und Wirkungsquerschnitt

Die mittlere Multiplizität einer Resonanz pro Ereignis, im folgenden oft verkürzt als Resonanzproduktion bezeichnet, ergibt sich danach gemäß der einfachen Beziehung

$$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle = \frac{N_{Res}}{F_{Res}^{Verz.-v.} \cdot N_{Er.}} \quad (4.36)$$

unter Normierung auf die Gesamtzahl  $N_{Er.}$  der in die Analyse eingehenden Ereignisse sowie der Berücksichtigung des Verzweungsverhältnisses  $F_{Res}^{Verz.-v.}$  (siehe Tab. B.1 in Anhang A) in den jeweiligen Zerfallskanal. Hierbei ist die Akzeptanzkorrektur wie besprochen schon in der Simulation berücksichtigt. Die Korrektur der Teilchenidentifikationsverluste fließt im Falle der Teilchenidentifikation gemäß der Wahrscheinlichkeitsmethode ebenfalls in die Simulation mit ein, während für die Teilchenidentifikation über die Sigmamethode der in Kap. 4.3.3.2 erwähnte Korrekturfaktor  $F_{Res}^{Id.}$  angewandt wird.

Im Falle der  $pp$ -Daten wird die laut Gl. 4.36 bestimmte, mittlere Multiplizität  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$  der Resonanz  $R$  auch in einen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Res}$  umgerechnet, während dies bei Schwerionenreaktionen unüblich ist und daher unterlassen wird.

Der totale inklusive Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Res}^{total}$  der Reaktion  $pp \rightarrow R + x$  kann hierbei laut

$$\sigma_{Res}^{total} = \langle N_{Res}^{Er.} \rangle \cdot \sigma_{inel}^{total} \quad (4.37)$$

als Produkt der mittleren Multiplizität und des totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts ausgedrückt werden. Der schon in Kap. 2.1 angesprochene totale inelastische Wirkungsquerschnitt für  $pp$ -Kollisionen kann bei dem im Experiment NA49

gegebenen Strahlimpuls von 158 GeV zu  $\sigma_{inel.}^{total} = 31.7$  mb berechnet ([Perk 86]) werden. Allerdings ist bei einer experimentellen Bestimmung der Querschnitt durch die Ad-hoc-Ereignisauswahl, den Trigger, bestimmt. Daher muß an Stelle von  $\sigma_{inel.}^{total}$  der in einer Studie innerhalb der NA49-Kollaboration ([Brac 99]) zu  $\sigma_{Trigger} = 28.9$  mb bestimmte Triggerquerschnitt verwendet werden. Dies erlaubt somit die Bestimmung des totalen inklusiven Wirkungsquerschnittes für die betrachteten Resonanzzustände.



# Kapitel 5

## Resonanzproduktion in verschiedenen Kollisionssystemen

Nach der ausführlichen Schilderung der Analysemethodik soll nun zur Darlegung der erzielten Resultate übergegangen werden. Die Produktion der Mesonen  $\overline{K}^{*0}(896)$  und  $\Phi(1020)$  wird hierbei geordnet nach dem jeweiligen Kollisionssystem betrachtet werden. In  $pp$ -Kollisionen erfolgt dies differenziert in longitudinaler und transversaler Richtung sowie in Abhängigkeit des Energieumsatzes in der Reaktion, während in den peripheren  $PbPb$ -Kollisionen neben der notwendigen Einteilung in Zentralitätsabschnitte aus Gründen der Statistik keine weitere Differenzierung vorgenommen werden konnte. Es wird dabei auf den Vergleich zu den  $pp$ -Stößen Wert gelegt werden, um Aussagen über die relative Resonanzproduktion in den verschiedenen Kollisionssystemen zu erlauben. Dies betrifft insbesondere die schon angesprochene erhöhte Produktion seltsamer Teilchen. Neben der hier erfolgenden Feststellung der Tatsachen sei eine interpretatorische Bewertung dem sich als letztem Kapitel anschließenden Résumé vorbehalten.

## 5.1 Proton-Proton-Kollisionen

Insofern die Methodik detailliert im vorigen Kapitel dargelegt wurde, wird sich hier der Text auf die Kommentierung der Resultate beschränken. Es werden nun zunächst die Ergebnisse in Proton-Proton-Kollisionen für das Meson  $\overline{K}^{*0}(896)$  und im Anschluß daran für das  $\Phi(1020)$ -Meson vorgestellt werden. Die Herstellung der Verbindung zu Kern-Kern-Stößen soll dem darauffolgenden Abschnitt 5.2 reserviert bleiben.

### 5.1.1 $\overline{K}^{*0}(896)$ -Resonanz

Die Resonanzproduktion wurde wie erwähnt (siehe Kap. 4.3.1) für jede Resonanz und jedes Kollisionssystem mit vier Analysemethoden durchgeführt, um die Konsistenz der Resultate zu untersuchen und deren Stabilität zu untermauern. Dies soll nun zunächst an Hand des Gesamtwirkungsquerschnittes der  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Erzeugung dokumentiert werden, ehe die kinematischen Verteilungen näher dargelegt werden.

#### a. Gesamtwirkungsquerschnitt

Das Meson  $\overline{K}^{*0}(896)$  mit einer Masse  $m_{Res} = 896.1$  MeV und einer Breite  $\Gamma = 50.5$  MeV (siehe auch Anhang A/Tab. B.1) wurde mittels der Identifikation der Zerfallsteilchen  $K^-$  und  $\pi^+$  durch die beschriebene Zuordnung von Teilchenwahrscheinlichkeiten oder der einfacheren Sigmamethode rekonstruiert. Außerdem wurde dies jeweils mit einem Schnitt auf die Anzahl  $N_p^{pot.}$  der maximal möglichen Spurpunkte von 20 oder dem restriktiveren Wert von 50 Spurpunkten durchgeführt.

Mit Abb. 5.1 ist als Beispiel die Extraktion des Resonanzsignals im Falle der Wahrscheinlichkeitsmethode mit  $N_p^{pot.} > 50$  gegeben. Im oberen Bildteil ist die Simulation dargestellt, wobei links das simulierte Rohsignal sowie der entsprechende Untergrund aus der Ereignismischung und rechts als Differenz dieser beiden Spektren das dazugehörige untergrundsubtrahierte Spektrum der invarianten Masse abgebildet ist. Die beiden Bilder in der Mitte geben dieselbe Information im Falle der Daten wieder, während im unteren Bildteil die Anpassung des untergrundsubtrahierten Spektrums aus der Simulation an dasjenige aus den Daten erfolgte. Es sei an dieser Stelle nochmals auf die Nützlichkeit der Aufnahme von weiteren Resonanzzuständen in die Simulation hingewiesen. Im Falle des  $\overline{K}^{*0}(896)$  ist – insbesondere bei Spektren der invarianten Masse in kinematischen Abschnitten (wie zum Beispiel in  $x_F$ ) an Stelle des hier wiedergegebenen integrierten Spektrums – deutlich der Resonanzzustand  $K^*(1430)$  zu erkennen. Dieser bewirkt in der Simulation den in den Daten sichtbaren Abfall des Spektrums zwischen den beiden Signalen bei  $m_{inv} = 896$  MeV und  $m_{inv} = 1432$  MeV. Zudem ist in den Daten an der Stelle

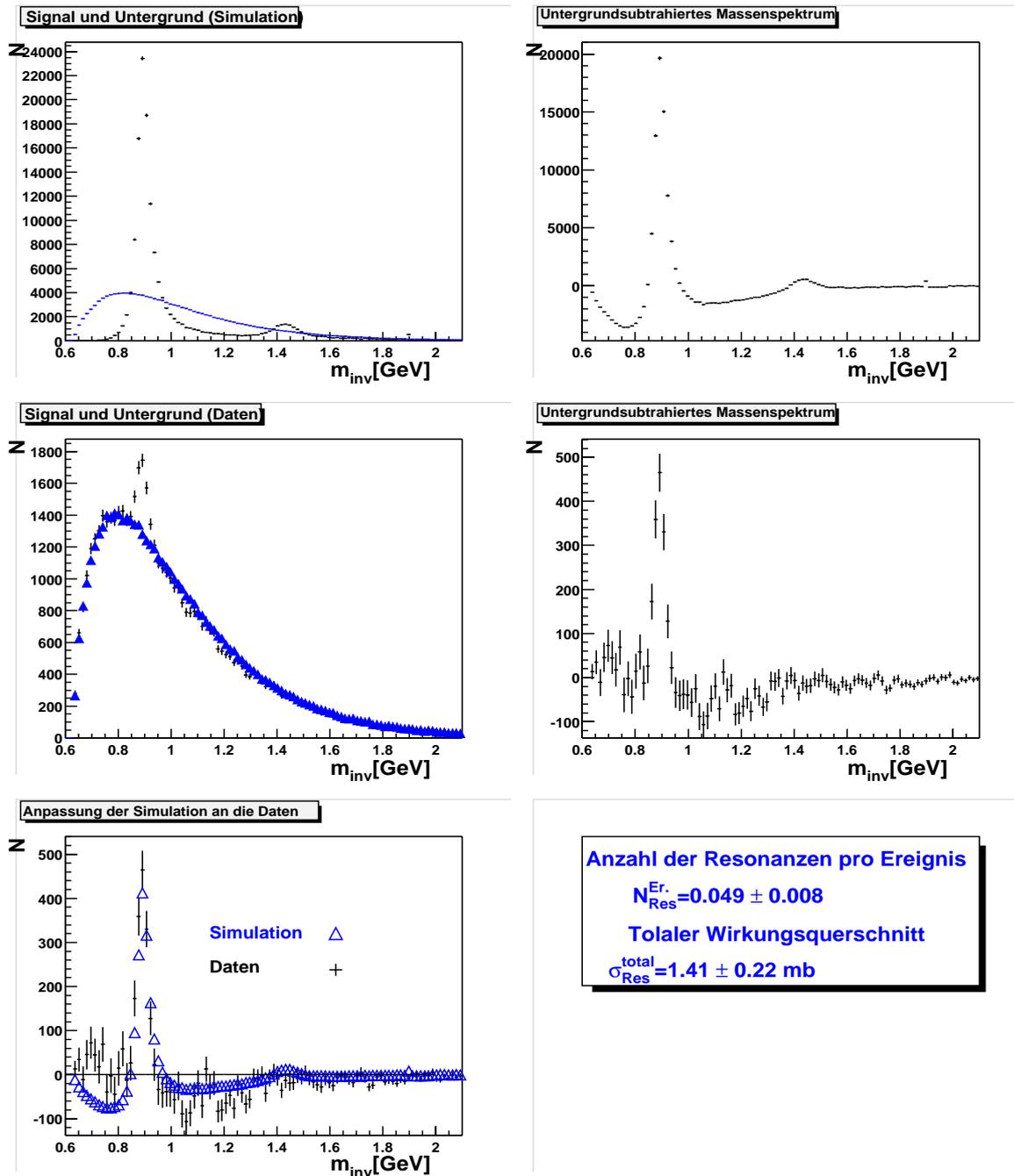


Abbildung 5.1: Beispiel der Extraktion des Resonanzsignals für das  $\overline{K}^{*0}(896)$  im Falle der Wahrscheinlichkeitsmethode mit  $N_p^{\text{pot.}} > 50$  in  $pp$ -Daten. Oben im Bild die Simulation mit generiertem Rohsignal und Untergrund (links) sowie rechts das untergrundsubtrahierte Spektrum, in der Mitte dasselbe für die Daten und unten die Anpassung der Simulation an die Daten.

$m_{inv} \approx m_{K^*(1430)} - 2m_\pi$  die Reflektion des Zerfalles des  $K^*(1430)$  in vier Pionen zu sehen, welche allerdings als Mehrkörperzerfall nicht in der Simulation berücksichtigt wurde, jedoch das Datenspektrum im Vergleich zur Simulation zusätzlich verformt.

Die mittels der vier Methoden in analoger Weise erzielten Ergebnisse sind schließlich in Tab. 5.1 zusammengefaßt, wobei zudem der Mittelwert der einzelnen Messungen angegeben ist. Das  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Meson wird demzufolge in  $pp$ -Kollisionen bei einem Laborimpuls von  $p_{Lab} = 158$  GeV des Projektilprotons mit einem totalen inklusiven Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_{Res}^{total} = 1.50 \pm 0.23$  mb produziert, was einer Resonanzausbeute von  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle = 0.052 \pm 0.008$  Mesonen pro Ereignis entspricht. Es sind jeweils die statistischen Fehler angegeben. Aus dem Vergleich der vier Analysemethoden läßt sich des weiteren der systematische Fehler zu etwa 15% abschätzen und wird im weiteren Fortgange der Arbeit bei nicht expliziter Nennung vorausgesetzt.

Größe	Wahrscheinlichkeitsmethode		Sigma-methode		Mittelwert
	$N_p^{pot.} > 20$	$N_p^{pot.} > 50$	$N_p^{pot.} > 20$	$N_p^{pot.} > 50$	
$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$0.048 \pm 0.008$	$0.049 \pm 0.008$	$0.056 \pm 0.009$	$0.056 \pm 0.008$	$0.052 \pm 0.008$
$\sigma_{Res}^{total}$ [mb]	$1.40 \pm 0.23$	$1.41 \pm 0.22$	$1.61 \pm 0.25$	$1.61 \pm 0.24$	$1.50 \pm 0.23$

Tabelle 5.1: Resonanzausbeute und Gesamtwirkungsquerschnitt der  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Erzeugung laut den vier untersuchten Analysemethoden (siehe Kap. 4.1.3) mit gewichteten Mittelwerten.

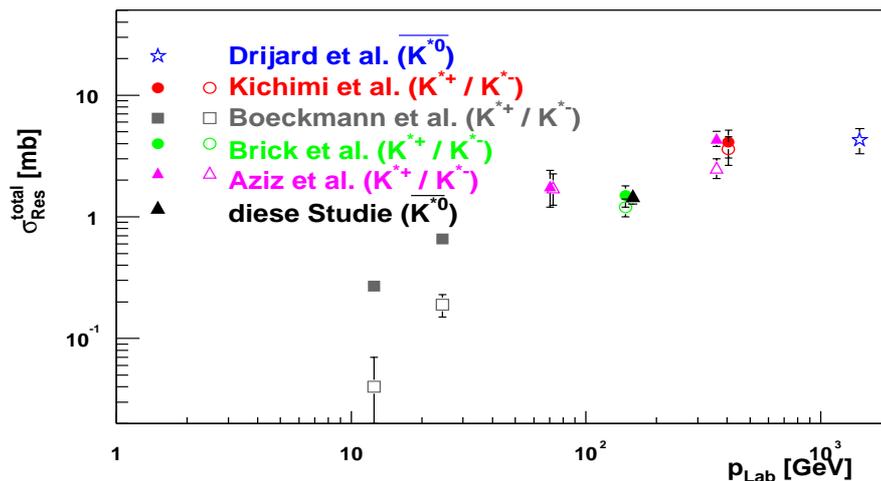


Abbildung 5.2: Vergleich des Wirkungsquerschnittes der  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Erzeugung in  $pp$ -Daten zu Literaturwerten.

Als Vergleich mit früheren Untersuchungen der  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Produktion sei mit Abb. 5.2 die Abhängigkeit des Gesamtwirkungsquerschnittes in Proton-Proton-Kollisionen vom Strahlimpuls – dem Laborimpuls  $p_{Lab}$  des einfallenden Protons – wiedergegeben. Der in dieser Arbeit bestimmte Wert paßt sich in konsistenter Weise in das Gesamtgefüge, welches aus den vorhandenen Literaturwerten ([Azi+ 86, Böc+ 80, Blo+ 74, Bri+ 82, Dri+ 81, Kic+ 79]) bei verschiedensten Strahlenergien gewonnen wurde, ein.

### b. Transversale Verteilung

Die Verteilung des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit vom Transversalimpuls  $p_T$ , integriert über das Intervall  $x_F \in [0.0, 0.3]$ , ist in Abb. 5.3 dargestellt. Diese Verteilung wurde aus den Daten extrahiert, indem eine der Literatur entnommene, angenommene Verteilung der Form analog Gl. 4.26 in die Simulation eingebracht wurde und diese mit der in den Daten gemessenen Verteilung verglichen wurde. Der so bestimmte Parameter  $a$  ging erneut in die Simulation ein, wobei diese iterative Prozedur nach wenigen Schritten mit der Übereinstimmung zwischen gemessener und simulierter Verteilung (siehe Abb. 5.3) endete. Der Parameter  $a$  der Transversalimpulsverteilung wurde so zu  $a = 3.06 \pm 0.21 \text{ GeV}^{-2}$  bestimmt, was ebenfalls mit schon publizierten Werten (wie in [Ake+ 82, Azi+ 86, Bri+ 82, Dri+ 81]) kompatibel ist. Wie erwähnt kann man durch Anpassung einer Kurve laut Gl. 4.27 eine Temperatur für die Produktion des  $\overline{K}^{*0}(896)$  angeben, die im Rahmen dieser Arbeit zu  $T = 145.6 \pm 9.6 \text{ MeV}$  abgeschätzt wurde.

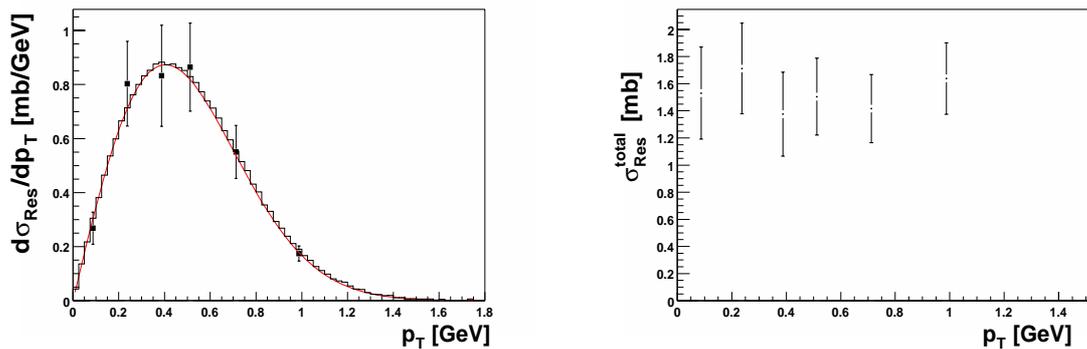


Abbildung 5.3: Transversalimpulsverteilung des Resonanzzustandes  $\overline{K}^{*0}(896)$ . Im linken Bild eingezeichnet sind die gemessenen Werte (Punkte), die Kurvenanpassung an diese Datenwerte sowie die in der Simulation generierte Verteilung (Histogramm) als Funktion des Transversalimpulses  $p_T$ . Rechts ist der jeweils aus den einzelnen Abschnitten auf den gesamten Phasenraum extrapolierte Gesamtwirkungsquerschnitt dargestellt.

Außerdem sei im rechten Teil der Abb. 5.3 noch auf die Möglichkeit hingewiesen, aus jedem einzelnen Abschnitt der Transversalimpulsverteilung die Resonanzproduktion und den Wirkungsquerschnitt auf den gesamten Phasenraum zu extrapolieren. Wie die Abb. 5.3 (rechtes Bild) zeigt, liefert die Extrapolation aus jedem  $p_T$ -Abschnitt innerhalb der Fehler denselben Gesamtwirkungsquerschnitt und unterstreicht somit die Konsistenz der Resultate.

### c. Longitudinale Verteilung

Neben der Verteilung in transversaler Richtung ist natürlich ebenso die longitudinale Verteilung von Interesse, welche in  $pp$ -Kollisionen üblicherweise in der Variable  $x_F$  betrachtet wird. Dieselbe, oben beschriebene, iterative Prozedur liefert nach Gl 4.28 den Parameter  $b = 7.67 \pm 0.62$ , wobei dies ebenfalls vergleichbar zu den in früheren Publikationen ([Azi+ 86, Kic+ 79]) gefundenen Werten ist. In Abb. 5.4 ist schließlich der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $x_F$  dargestellt. Wie im Falle der Transversalimpulsverteilung, zu deren Extraktion über  $x_F$  integriert wurde, kam die  $x_F$ -Verteilung unter Integration über den Transversalimpuls zustande.

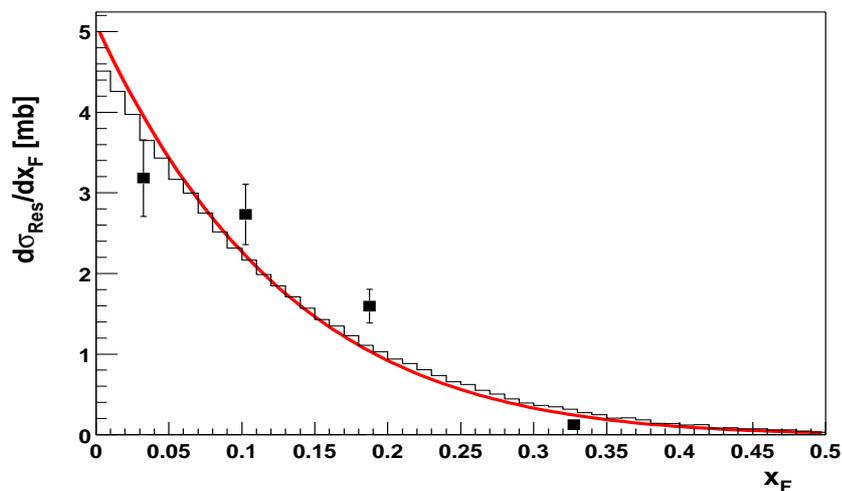


Abbildung 5.4: Longitudinalimpulsverteilung des Resonanzzustandes  $\overline{K}^{*0}(896)$ . Im Bild eingezeichnet sind die gemessenen Werte (Punkte), die Kurvenanpassung an die Datenwerte sowie die in der Simulation generierte Verteilung (Histogramm) als Funktion der Feynmanvariablen  $x_F$ .

### d. Abhängigkeit vom Energieverlust in der Reaktion

Als weitere, wichtige Verteilung wurde in dieser Arbeit die Abhängigkeit der Resonanzproduktion vom  $x_F$ -Wert des führenden Protons in der Kollision studiert.

Wie in Kap. 2 ausgeführt, steht hier die Vorstellung im Hintergrund, mit diesem Parameter den Energieumsatz in der  $pp$ -Kollision fassen zu können. Im Abschnitt 5.2 wird dies benutzt werden, um die Verbindung zwischen  $pp$ -Stößen einerseits und Kern-Kern-Kollisionen andererseits in der Weise differenziert herzustellen, als den Zentralitätsabschnitten der  $PbPb$ -Daten  $x_F$ -Werte der Baryonen zugeordnet werden können (siehe auch Kap. 4.3.2).

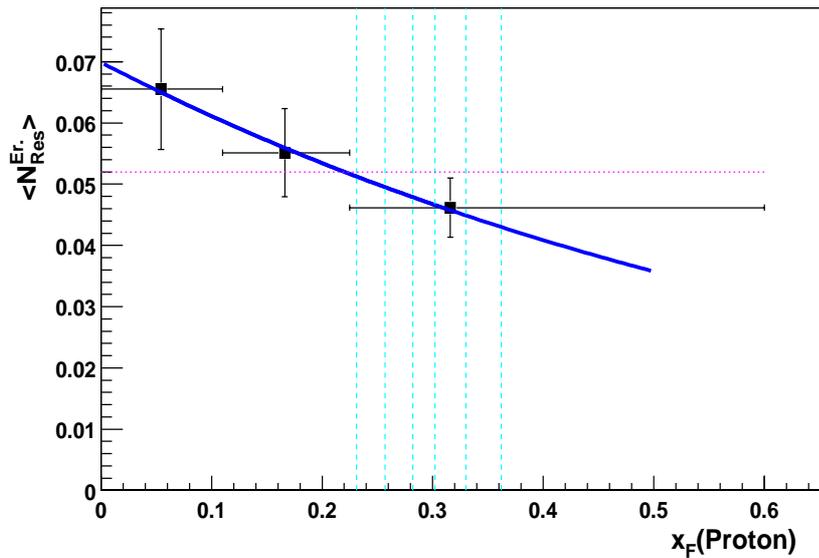


Abbildung 5.5: Mittlere Multiplizität des  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Mesons als Funktion von der Feynmanvariable  $x_F$  des führenden Protons in der Reaktion.

Im Bild eingezeichnet sind die gemessenen Werte (Punkte), eine Kurvenanpassung an die Datenwerte sowie die Mittelwerte der  $x_F$ -Verteilungen der Baryonen in den benutzten sechs Zentralitätsabschnitten der  $PbPb$ -Daten (vertikale Linien); die horizontale Linie stellt die aus allen Daten gewonnene, mittlere Multiplizität (laut Tab. 5.1) dar.

Neben der gefundenen Abhängigkeit der mittleren Multiplizität  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$  von  $x_F(p)$  sind in Abb. 5.5 auch diese den sechs Abschnitten der  $PbPb$ -Daten entsprechenden Werte als vertikale Linien eingezeichnet. Die an die Datenwerte angepaßte Exponentialfunktion wird an diesen Stellen für einen Vergleich der Resonanzproduktion mit Kern-Kern-Kollisionen ausgewertet werden. Man erkennt in diesem Bild den erwarteten Anstieg der Resonanzproduktion mit steigendem Energieumsatz, also mit kleinerem  $x_F$  des führenden Protons, in der Reaktion. Im Abschnitt mit dem niedrigsten  $x_F(p)$ -Mittelwert ist ein Anstieg der  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Produktion im Vergleich zur mittleren Multiplizität aus allen Daten (horizontale Linie/Wert aus Tab. 5.1) um etwa 25% zu registrieren.

### 5.1.2 $\Phi(1020)$ -Resonanz

Es soll nun auf die Resonanzproduktion des  $\Phi(1020)$ -Mesons in  $pp$ -Kollisionen übergegangen werden, wobei die Darstellung dem obigen Schema folgen wird.

#### a. Gesamtwirkungsquerschnitt

Das  $\Phi(1020)$ -Meson der Masse  $m_{Res} = 1019.4$  MeV und der Breite  $\Gamma = 4.43$  MeV kann im Experiment NA49 im Zerfallskanal  $\Phi(1020) \rightarrow K^- + K^+$  studiert werden. Analog Abb. 5.1 gibt Abb. 5.6 einen Einblick in die Bestimmung des Gesamtwirkungsquerschnittes am Beispiel der Teilchenidentifikation mittels der Wahrscheinlichkeitsmethode und einem Schnitt von  $N_p^{pot.} > 50$  auf die maximal mögliche Spurpunktanzahl. Wieder ist oben die Simulation dargestellt, in der Mitte die Daten und im unteren Bildteil die Anpassung der Simulation an das Datenspektrum. Das Signal nahe der Schwellenenergie ist sehr deutlich, Verformungen des Untergrundes sind kaum zu erkennen. Durch die Aufnahme des Mesons  $f_2(1270)$  in die Simulation konnte den leichten Strukturen hinter dem Signal besser Rechnung getragen werden, indem das ansonsten nahe der Nulllinie verlaufende, simulierte untergrundsubtrahierte Massenspektrum analog dem Datenspektrum eine geringe Verformung erhielt.

In Tab. 5.2 sind schließlich die Ergebnisse der verschiedenen Methoden der Analyse zusammengefaßt. Im Falle des  $\Phi(1020)$  beträgt somit bei voller SPS-Energie die Resonanzproduktion  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle = 0.0155 \pm 0.0015$  Mesonen pro Ereignis, einem totalen inklusiven Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_{Res}^{total} = 0.449 \pm 0.044$  mb gleichbedeutend.

Größe	Wahrscheinlichkeitsmethode		Sigma-methode		Mittelwert
	$N_p^{pot.} > 20$	$N_p^{pot.} > 50$	$N_p^{pot.} > 20$	$N_p^{pot.} > 50$	
$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$0.0163 \pm 0.0016$	$0.0158 \pm 0.0014$	$0.0151 \pm 0.0016$	$0.0149 \pm 0.0015$	$0.0155 \pm 0.0015$
$\sigma_{Res}^{total}$ [mb]	$0.471 \pm 0.046$	$0.457 \pm 0.041$	$0.437 \pm 0.047$	$0.429 \pm 0.043$	$0.449 \pm 0.044$

Tabelle 5.2: Resonanzausbeute und Gesamtwirkungsquerschnitt der  $\Phi(1020)$ -Erzeugung laut den vier untersuchten Analysemethoden (siehe Kap. 4.1.3) mit gewichteten Mittelwerten.

Auch im Falle des  $\Phi$ -Mesons sei mittels Abb. 5.7 ein Eindruck über schon existierende Messungen bei verschiedenen Energien gegeben. Die vorhandenen Publikationen ([Agu+ 82, Ake+ 77, And+ 76, Blo+ 75, Dau+ 86, Dij+ 86, Dri+ 81]) überdecken dabei für  $pp$ -Kollisionen den Bereich  $S \approx 20 - 2500$  GeV<sup>2</sup>, wobei der in dieser Arbeit bestimmte Wert für den Wirkungsquerschnitt konsistent mit den zitierten Veröffentlichungen ist.

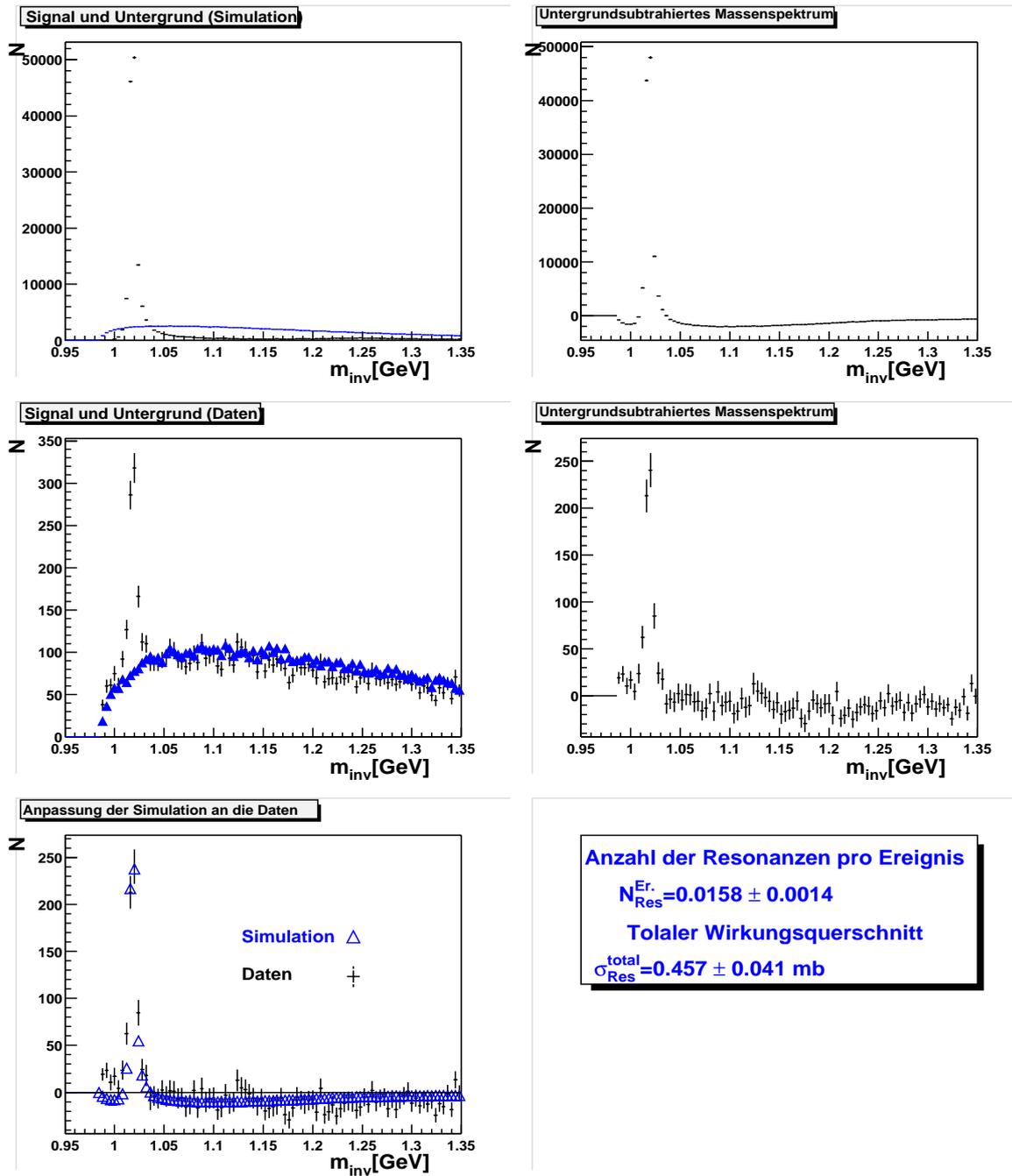


Abbildung 5.6: Beispiel der Extraktion des Resonanzsignals für das  $\Phi(1020)$  im Falle der Wahrscheinlichkeitsmethode mit  $N_p^{\text{pot.}} > 50$  in  $pp$ -Daten.

Oben im Bild die Simulation mit generiertem Rohsignal und Untergrund (links) sowie rechts das untergrundsubtrahierte Spektrum, in der Mitte dasselbe für die Daten und unten die Anpassung der Simulation an die Daten.

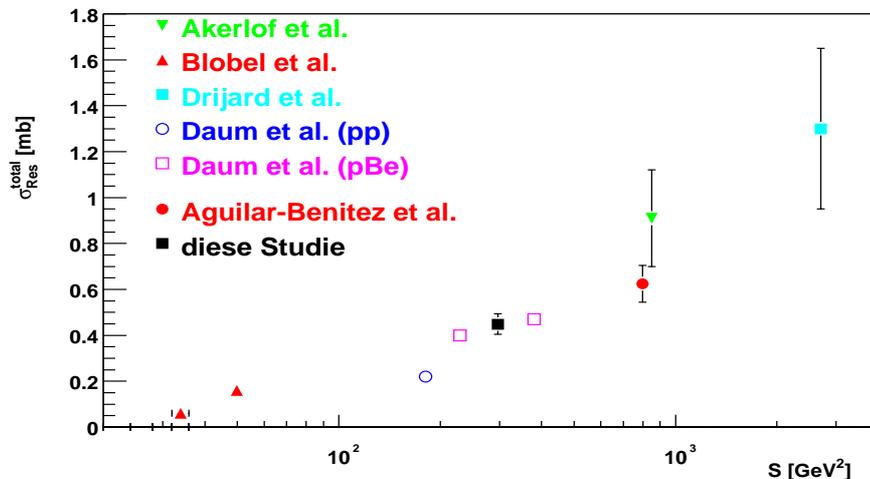


Abbildung 5.7: Vergleich des Wirkungsquerschnittes der  $\Phi(1020)$ -Erzeugung in  $pp$ -Daten zu Literaturwerten.

### b. Transversale Verteilung

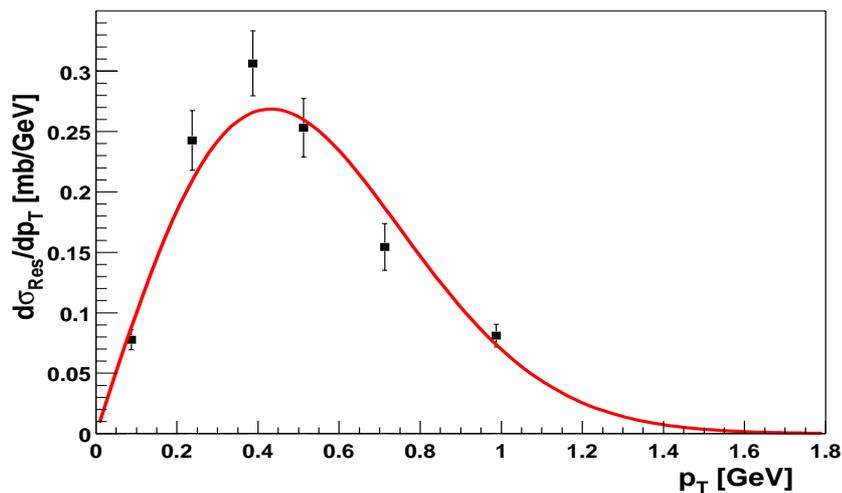


Abbildung 5.8: Transversalimpulsverteilung des Resonanzzustandes  $\Phi(1020)$ . Im Bild eingezeichnet sind die gemessenen Werte (Punkte) sowie die Kurvenanpassung an die Datenwerte als Funktion des transversalen Impulses  $p_T$ .

Mit Abb. 5.8 sei nun zunächst wiederum mit der transversalen Verteilung der Blick auf die kinematischen Untersuchungen begonnen. Die iterative Bestimmung dieser Verteilung lieferte den Parameter der Gl. 4.26 zu  $a = 2.69 \pm 0.15 \text{ GeV}^{-2}$ ,

gleichzeitig konnte durch eine Anpassung einer Funktion laut Gl. 4.27 auch der Temperaturparameter der korrespondierenden  $m_T$ -Verteilung als  $T = 153.5 \pm 7.9$  MeV bestimmt werden. Beide Werte befinden sich in Übereinstimmung mit in der Literatur ([Agu+ 82, Ake+ 82, Dau+ 86]) zu findenden Werten sowie mit einer im Rahmen der Kollaboration durchgeführten Studie ([Höhn 99]).

### c. Longitudinale Verteilung

Für die in Abb. 5.9 dargestellte, longitudinale Verteilung sind veröffentlichte Werte insbesondere aus  $pBe$ -Daten vorhanden. Diese Werte des Parameters  $b$  der Gl. 4.28 von  $b = 6.5 \pm 0.13$  und  $b = 8.3 \pm 0.2$  aus der ACCMOR-Kollaboration ([Dij+ 86]), bestimmt bei Energien von  $\sqrt{S} = 15.1$  GeV und  $\sqrt{S} = 19.4$  GeV, stehen dem hier extrahierten Wert  $b = 7.99 \pm 0.40$  bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{S} = 17.2$  GeV gegenüber (siehe wiederum auch [Höhn 99]).

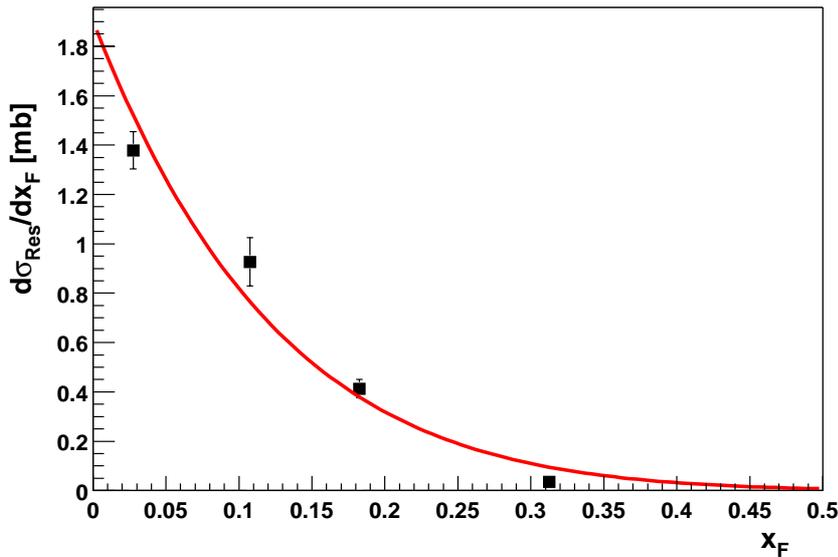


Abbildung 5.9: Longitudinalimpulsverteilung des Resonanzzustandes  $\Phi(1020)$ . Im Bild eingezeichnet sind die gemessenen Werte (Punkte) sowie die Kurvenanpassung an die Datenwerte als Funktion der Feynmanvariablen  $x_F$ .

### d. Abhängigkeit vom Energieverlust in der Reaktion

Als Vorbereitung auf die Behandlung der  $PbPb$ -Daten und den Vergleich mit ihnen im folgenden Abschnitt sei abschließend hier die Abhängigkeit der mittleren

$\Phi(1020)$ -Multiplizität vom Energieverlust in der  $pp$ -Kollision vorangestellt. In der Darstellung der mittleren Multiplizität in Abhängigkeit von  $x_F(p)$  laut Abb. 5.10 ist analog dem beim  $\overline{K}^{*0}(896)$  Gesagten ein erwarteter Anstieg der Produktionsrate mit zunehmendem Energieumsatz in der Kollision zu konstatieren. Allerdings ist der Anstieg, der bei  $x_F(p) = 0.05$  einer Verdoppelung der mittleren Multiplizität im Vergleich zum Mittelwert aus Tab. 5.2 gleicht, im Falle des  $s\bar{s}$ -Zustandes  $\Phi(1020)$  weitaus größer als im Falle des aus  $s$ - und  $\bar{d}$ -Konstituentenquarks bestehenden  $\overline{K}^{*0}(896)$ . Die den sechs Zentralitätsabschnitten der  $PbPb$ -Daten entsprechenden  $x_F(p)$ -Werte, welche zu den dort bestimmbareren Mittelwerten der Baryonenverteilungen korrespondieren, sind wiederum als vertikale Linien markiert.

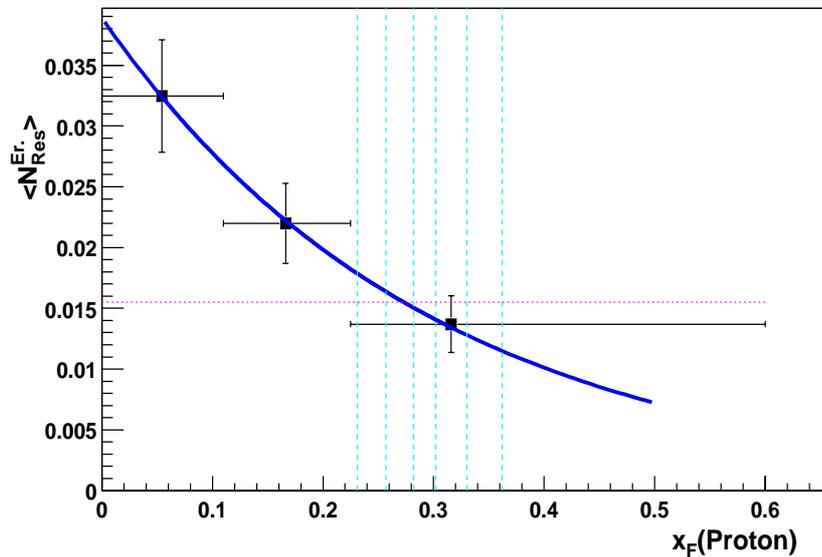


Abbildung 5.10: Mittlere Multiplizität des  $\Phi(1020)$ -Mesons als Funktion von der Feynmanvariable  $x_F$  des führenden Protons in der Reaktion.

Im Bild eingezeichnet sind die gemessenen Werte (Punkte), eine Kurvenanpassung an die Datenwerte sowie die Mittelwerte der  $x_F$ -Verteilungen der Baryonen in den benutzten sechs Zentralitätsabschnitten der  $PbPb$ -Daten (vertikale Linien); die horizontale Linie stellt die aus allen Daten gewonnene, mittlere Multiplizität (laut Tab. 5.2) dar.

## 5.2 Kern-Kern-Kollisionen

Nach der ausführlichen Besprechung der Resultate in  $pp$ -Kollisionen, wo sowohl der totale inklusive Wirkungsquerschnitt als auch die kinematischen Verteilungen studiert werden konnten, soll nunmehr auf die Ergebnisse der Untersuchungen der Kern-Kern-Kollisionen näher eingegangen werden. Hier konnte durch die in Kap. 4.3.2 beschriebene Einteilung in Zentralitätsabschnitte (laut Abb. 4.14) die Resonanzproduktion in systematischer Weise in Abhängigkeit von der Größe des Kollisionssystems betrachtet werden. Neben der Extraktion der Produktionsraten in den Zentralitätsabschnitten der peripheren  $PbPb$ -Daten soll das zweite Augenmerk in diesem Abschnitt auf dem Vergleich mit den erzielten Resultaten in  $pp$ -Kollisionen liegen.

### 5.2.1 $\overline{K}^{*0}(896)$

Analog dem Vorgehen bei den  $pp$ -Daten soll nun zuerst das  $\overline{K}^{*0}(896)$  untersucht werden, zunächst hinsichtlich der Resonanzausbeute in den sechs Zentralitätsabschnitten sowie daran anschließend im Vergleich zur Pionproduktion und relativ zu den in  $pp$ -Kollisionen bestimmten Werten.

#### a. Resonanzausbeute in peripheren $PbPb$ -Stößen

Über Abb. 5.11 sei mit einem Beispiel der extrahierten, untergrundsubtrahierten Massenspektren begonnen, in dem analog den im Abschnitt 5.1 gezeigten Beispielen die Simulation an die Datenspektren angepaßt wurde, dies jedoch nunmehr in den einzelnen Zentralitätsabschnitten getrennt zu erfolgen hat. Dies ist unter anderem eine Folge der im Rahmen der Schilderung der Analysemethodik nicht näher erläuterten, doch hier kurz zu erwähnenden Tatsache, daß zur Extraktion eines Signals sowie für einen hinreichend glatten Untergrund im untergrundsubtrahierten Massenspektrum die in der Ereignismischung benutzten Ereignisse ausreichend große Ähnlichkeit aufzuweisen haben. Dies ist im vorliegenden Falle am einsichtigsten durch das Charakteristikum einer ähnlichen Teilchenmultiplizität der Ereignisse zu verdeutlichen, kann aber auch auf detailliertere Eigenschaften wie die Transversalimpulsverteilung oder dergleichen ausgedehnt werden. Es ist im Beispielgraphen zu erkennen, daß zum einen die vorhandene Statistik am Rande der zur Bestimmung der Resonanzproduktion notwendigen Grenze lag. Zum anderen wird das vorhandene Signal durch die zunehmende Teilchenmultiplizität in den zentraleren Abschnitten auf Grund des damit ansteigenden Untergrundes immer unsauberer, bis es im zentralsten Abschnitt 6 schließlich gänzlich verschwindet. Letzteres ist

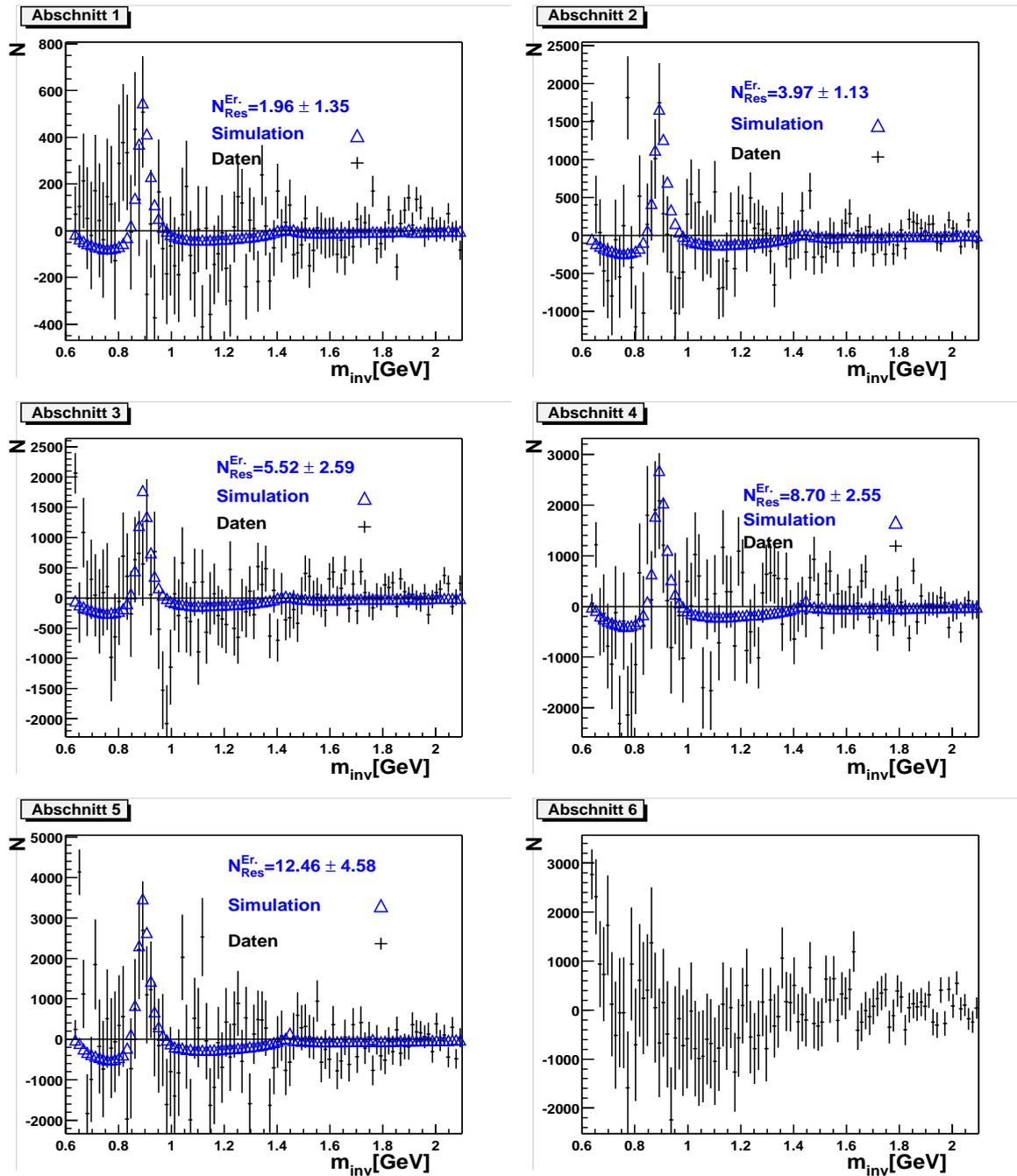


Abbildung 5.11: Beispiel der Extraktion des Resonanzsignals für das  $\overline{K}^{*0}(896)$  im Falle der Wahrscheinlichkeitsmethode mit  $N_p^{pot.} > 50$  in  $PbPb$ -Daten. Dargestellt ist in den sechs Zentralitätsabschnitten (sofern möglich) jeweils die Anpassung des untergrundsabtrahierten Spektrums der invarianten Masse aus der Simulation an dasjenige aus den Daten.

allerdings primär auf die in diesem Zentralitätsabschnitt sehr geringe Anzahl an Ereignissen (laut Tab. 4.4) zurückzuführen.

Die resultierende mittlere Multiplizität des  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Mesons in den vorliegenden  $PbPb$ -Daten ist, wiederum den benutzten vier Analysetechniken zufolge, in Tab. 5.3 zusammengestellt. Es ist also ein Anstieg der Resonanzausbeute von 2.2 Mesonen pro Ereignis im periphersten Abschnitt auf eine mittlere Ausbeute von 12.8  $\overline{K}^{*0}(896)$  je Ereignis in zentralen Kollisionen festzustellen.

Zentralitätsabschnitt	Größe	Wahrscheinlichkeitsmethode		Sigma-methode		Mittelwert
		$N_p^{pot.} > 20$	$N_p^{pot.} > 50$	$N_p^{pot.} > 20$	$N_p^{pot.} > 50$	
1	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$2.02 \pm 0.76$	$1.96 \pm 1.35$	$2.59 \pm 0.48$	$1.94 \pm 0.71$	$2.28 \pm 0.68$
2	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$4.06 \pm 1.11$	$3.97 \pm 1.13$	$4.49 \pm 0.77$	$3.52 \pm 0.79$	$4.02 \pm 0.91$
3	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$5.45 \pm 2.84$	$5.52 \pm 2.59$	$7.29 \pm 2.00$	$5.74 \pm 1.78$	$6.12 \pm 2.19$
4	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$7.77 \pm 2.89$	$8.70 \pm 2.55$	$9.30 \pm 2.25$	$9.20 \pm 2.90$	$8.81 \pm 2.61$
5	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$12.78 \pm 4.08$	$12.46 \pm 4.58$	$13.63 \pm 4.70$	$12.71 \pm 4.89$	$12.88 \pm 4.53$
6	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	--	--	--	--	--

Tabelle 5.3: Resonanzausbeute (mittlere Multiplizität) des  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Mesons in den sechs Zentralitätsabschnitten (siehe Kap. 4.3.2) der  $PbPb$ -Daten laut den vier untersuchten Analysemethoden sowie die resultierenden, gewichteten Mittelwerte.

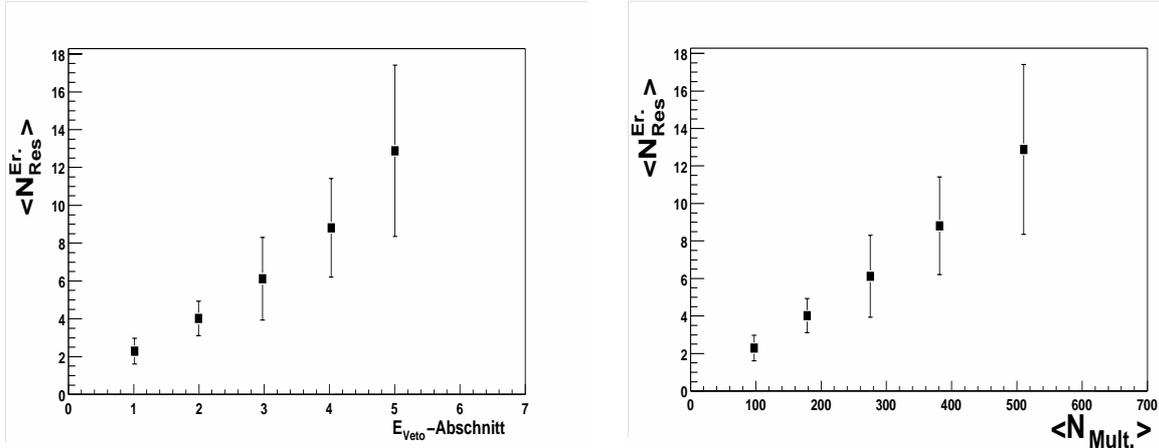


Abbildung 5.12: Resonanzausbeute  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$  je Ereignis für das  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Meson in  $PbPb$ -Daten. Links ist die normalisierte Resonanzausbeute als Funktion der Zentralitätsabschnitte laut Kap. 4.3.2 wiedergegeben; rechts dasselbe als Funktion der im jeweiligen Abschnitt registrierten Teilchenmultiplizität  $\langle N_{Mult.} \rangle$ .

Dieser Sachverhalt ist in Abb. 5.12 wiedergegeben, wobei im linken Bild die  $E_{Veto}$ - bzw. Zentralitätsabschnittsnummer als Abszisse gewählt wurde, während im rechten Bild zur Veranschaulichung die registrierte Teilchenmultiplizität als Abszissenwert eingetragen wurde. Dieser Wert ist hierbei als Mittelwert der Multiplizitätsverteilungen von positiven und negativen Hadronen ohne weitere Korrekturen zu verstehen, um primär einen Eindruck über die vorhandene Teilchenproduktion im jeweiligen Zentralitätsabschnitt zu vermitteln.

b. Vergleich zu  $pp$ -Daten

Der Anstieg der Resonanzproduktion in  $PbPb$ -Daten relativ zu dem in  $pp$ -Kollisionen gemessenen Mittelwert von  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle = 0.052 \pm 0.008 \overline{K^{*0}}(896)$ -Mesonen pro Ereignis (siehe Tab. 5.1) ist in Abb. 5.13 als Funktion der Zentralitätsabschnitte dargestellt. Man registriert den durch die Steigerung der Teilchenmultiplizität zu erwartenden Anstieg. Weitere Einsicht vermittelt mit Abb. 5.14 auch die Betrachtung der Resonanzproduktion im Verhältnis zur Anzahl  $\langle N_{getr.Nukl.} \rangle$  der in der Kollision getroffenen Nukleonen, auch als *wounded nucleons* bezeichnet. Dieser Wert ist für die verschiedenen Zentralitätsabschnitte des NA49-Experimentes in [Coop 00] bestimmt worden, für  $pp$ -Kollisionen gilt  $\langle N_{getr.Nukl.} \rangle = 2$ . Das angesprochene Verhältnis  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle / \langle N_{getr.Nukl.} \rangle$  bleibt in den sechs Zentralitätsabschnitten der  $PbPb$ -Daten, innerhalb der Fehler, stabil. Die mittlere Multiplizität der  $\overline{K^{*0}}(896)$ -Mesonen wächst also in  $PbPb$ -Kollisionen proportional zur Anzahl der in der Kollision getroffenen Nukleonen an.

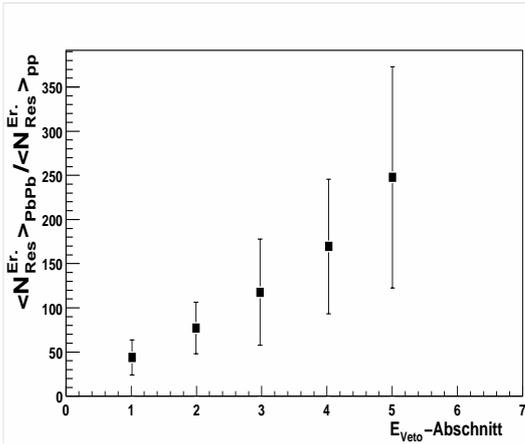


Abbildung 5.13: Resonanzausbeute  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$  je Ereignis für das  $\overline{K^{*0}}(896)$ -Meson in  $PbPb$ - im Verhältnis zu dem aus allen  $pp$ -Daten ermittelten Wert.

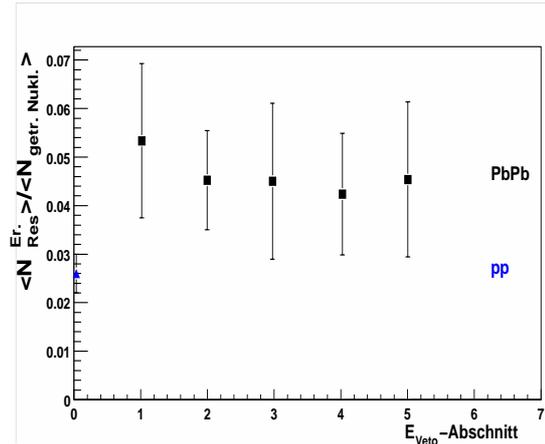


Abbildung 5.14: Die Resonanzausbeute im Verhältnis zur Anzahl  $\langle N_{getr.Nukl.} \rangle$  der in der Kollision getroffenen Nukleonen, aufgetragen als Funktion des Zentralitätsabschnittes.

Ein genaueres Bild dieses Anstiegs kann man sich bilden, indem das Verhältnis der Resonanzproduktion zur mittleren Pionmultiplizität betrachtet wird. Jenes ist für die sechs Abschnitte der peripheren  $PbPb$ -Daten (Quadrate) sowie die  $pp$ -Daten (Dreieck) in Abb. 5.15 dargestellt. Offensichtlich steigt das  $\langle \overline{K^{*0}}(896) \rangle / \langle \pi \rangle$ -Verhältnis vom mittleren  $pp$ -Wert 0.018 auf einen Wert von etwa 0.025 im zentralsten, vermeßbaren  $PbPb$ -Abschnitt. In der danebenstehenden Abbildung Abb. 5.16 ist das zugehörige Doppelverhältnis  $\left( \langle \overline{K^{*0}}(896) \rangle / \langle \pi \rangle \right)_{PbPb} / \left( \langle \overline{K^{*0}}(896) \rangle / \langle \pi \rangle \right)_{pp}$  wie-

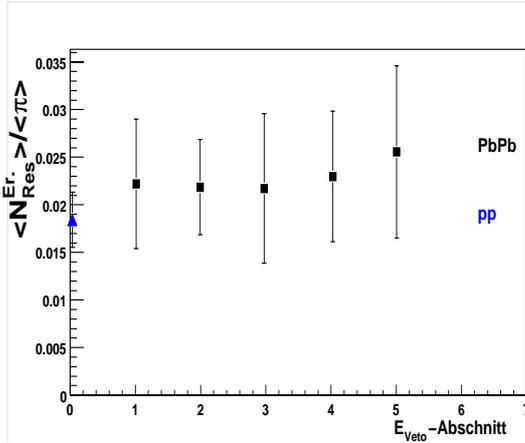


Abbildung 5.15: Dargestellt ist die  $\overline{K^{*0}}(896)$ -Ausbeute in  $PbPb$ -Daten skaliert zur mittleren Pionmultiplizität ( $\langle \pi \rangle$ ); links ist der entsprechende Wert in  $pp$ -Daten eingezeichnet.

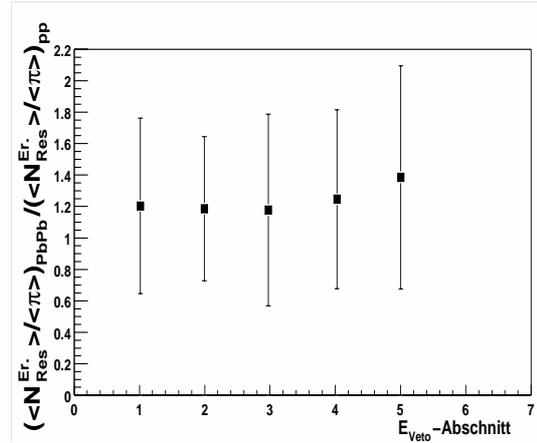


Abbildung 5.16: Das  $\overline{K^{*0}}(896) / \langle \pi \rangle$ -Verhältnis in  $PbPb$ -Daten skaliert zum entsprechenden Verhältnis in  $pp$ -Daten ist aufgetragen als Funktion des Zentralitätsabschnittes.

dergegeben. Derartige, vieldiskutierte Quotienten sollen Aufschluß über eine vermutete, erhöhte Produktion von seltsamen Quarks oder Antiquarks enthaltenden Teilchen in Kern-Kern-Kollisionen (*strangeness enhancement*) geben (siehe Kap. 2.3). Nimmt man also die mittlere Produktionsrate des  $s\bar{s}$ -Zustandes  $\overline{K^{*0}}(896)$  in  $pp$ -Kollisionen als Referenzwert, so ergibt sich eine Erhöhung von etwa 1.2 – 1.4 mit einem leichten Anstieg bei zunehmender Zentralität, soweit die relativ großen statistischen Fehler der  $PbPb$ -Resultate diese Aussagen zulassen. Die für diesen Vergleich erforderlichen Pionmultiplizitäten  $\langle \pi \rangle = (\langle \pi^- \rangle + \langle \pi^+ \rangle) / 2$  wurden einem internen Report der NA49-Kollaboration ([Sikl 99]) entnommen, in dem die Teilchenausbeuten (für Protonen, Kaonen, Pionen und Elektronen) bei  $PbPb$ -Daten in denselben  $E_{Veto}$ -Abschnitten wie in dieser Studie sowie ebenfalls in  $pp$ -Daten extrahiert wurden.

Wird hingegen die in Kap. 5.1.1 eingeführte, in Abhängigkeit vom  $x_F$  des führenden Protons differenzierte Resonanzproduktion in  $pp$ -Kollisionen (Abb. 5.5) als Referenz bemüht, so ergeben sich die in Abb. 5.17 und Abb. 5.18 dargestellten Bilder. Zum einen sieht man in Hadron-Hadron-Kollisionen einen schwachen Anstieg des  $\overline{K^{*0}}(896) / \langle \pi \rangle$ -Verhältnisses mit zunehmendem Energieumsatz, also höherer Teilchenmultiplizität, wenn die Werte aus Abb. 5.5 den korrespondierenden Zentralitätsabschnitten in den  $PbPb$ -Daten zugeordnet werden (Abb. 5.17). Zum anderen erhält man für die erhöhte Produktion von Teilchen mit Seltsamkeitsgehalt in den  $PbPb$ -Daten im Falle des  $\overline{K^{*0}}(896)$  einen Wert von etwa 1.4 unabhängig von der Zentralität des Stoßes (siehe Abb. 5.18).

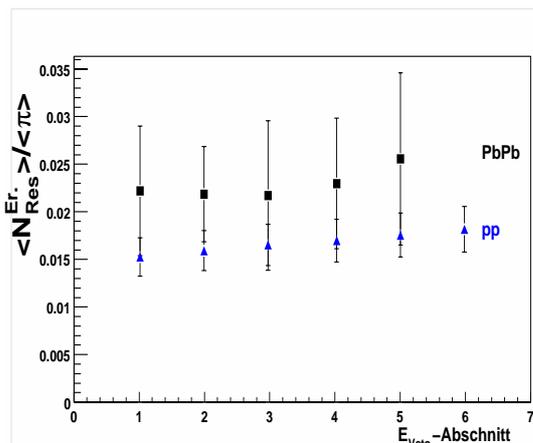


Abbildung 5.17: Das  $\langle \overline{K}^{*0}(896) \rangle / \langle \pi \rangle$ -Verhältnis in  $PbPb$ -Daten analog Abb. 5.15; darunter sind die laut dem  $x_F$ -Wert des führenden Protons in  $pp$ -Kollisionen entsprechenden Werte im korrespondierenden Zentralitätsabschnitt eingezeichnet.

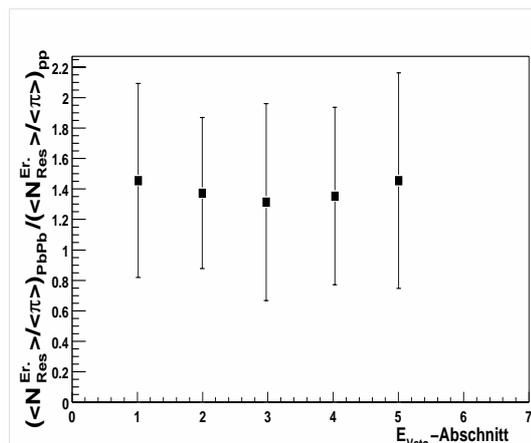


Abbildung 5.18: Das Doppelverhältnis  $\overline{K}^{*0}(896)$ -/Pionmultiplizität in  $PbPb$ - zu  $pp$ -Daten analog Abb. 5.16 ist wiedergegeben mit hier  $x_F(p)$ -abhängigen Werten bei den  $pp$ -Daten.

### 5.2.2 $\Phi(1020)$

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels sollen nunmehr die Ergebnisse der  $\Phi(1020)$ -Produktion in den verschiedenen Klassen der peripheren Kern-Kern-Stöße sowie deren Relation zu den  $pp$ -Daten erläutert werden.

#### a. Resonanzausbeute in $PbPb$ -Stößen

Im Falle des  $\Phi(1020)$  ist auf Grund der Situierung des Signales nahe an der Schwellenenergie in den  $PbPb$ - ebenso wie in den  $pp$ -Daten ein sehr deutliches Signal zu sehen. Demonstriert sei dies am Beispiel der Abb. 5.19, wo das Resonanzsignal in den sechs Zentralitätsabschnitten jeweils mit dem angepaßten, untergrundsubtrahierten Spektrum der invarianten Masse aus der Simulation gezeigt wird.

Die Zusammenfassung der Resultate für die  $PbPb$ -Daten findet sich wiederum in Tabellenform als Tab. 5.4, wonach die mittlere Ausbeute pro Ereignis von 1.2  $\Phi(1020)$ -Mesonen im periphersten Abschnitt auf 7.3 im Abschnitt mit den zentralsten Stößen anwächst.

In graphischer Form ist die Resonanzausbeute des  $\Phi(1020)$ -Mesons in  $PbPb$ -Daten in Abb. 5.20 wiedergegeben. In Anlehnung an das Vorgehen beim  $\overline{K}^{*0}(896)$  wird im linken Bild die Resonanzproduktion als Funktion des Zentralitätsabschnitt-

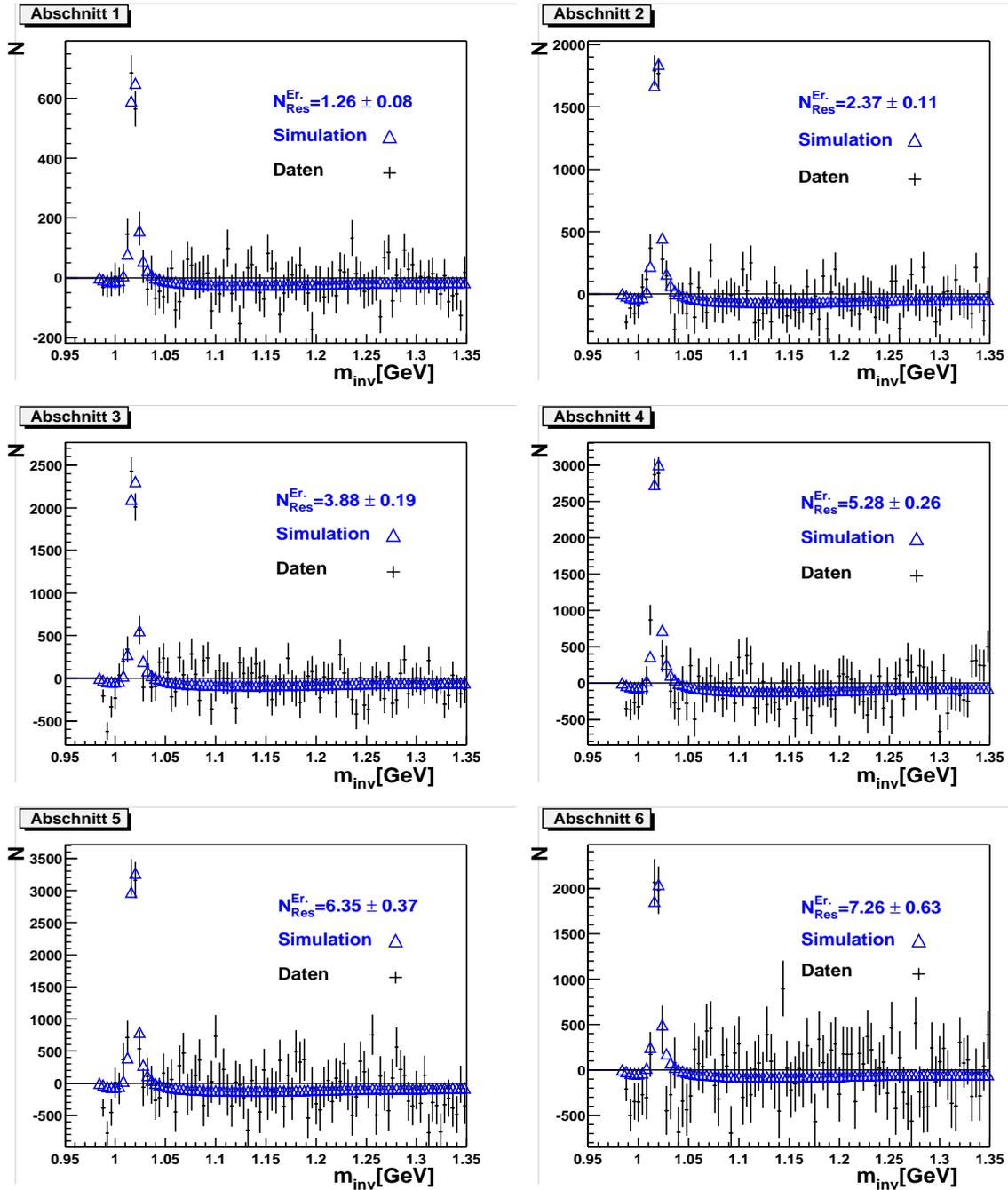


Abbildung 5.19: Beispiel der Extraktion des Resonanzsignals für das  $\Phi(1020)$  im Falle der Wahrscheinlichkeitsmethode mit  $N_p^{pot.} > 50$  in  $PbPb$ -Daten.

Dargestellt ist in den sechs Zentralitätsabschnitten jeweils die Anpassung des untergrundsubtrahierten Spektrums der invarianten Masse aus der Simulation an dasjenige aus den Daten.

Zentralitätsabschnitt	Größe	Wahrscheinlichkeitsmethode		Sigma-methode		Mittelwert
		$N_p^{pot.} > 20$	$N_p^{pot.} > 50$	$N_p^{pot.} > 20$	$N_p^{pot.} > 50$	
1	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$1.22 \pm 0.08$	$1.26 \pm 0.08$	$1.21 \pm 0.08$	$1.23 \pm 0.08$	$1.23 \pm 0.08$
2	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$2.27 \pm 0.11$	$2.37 \pm 0.11$	$2.29 \pm 0.11$	$2.42 \pm 0.11$	$2.33 \pm 0.11$
3	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$3.80 \pm 0.19$	$3.88 \pm 0.19$	$3.91 \pm 0.19$	$3.86 \pm 0.19$	$3.86 \pm 0.19$
4	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$5.29 \pm 0.26$	$5.28 \pm 0.26$	$5.16 \pm 0.27$	$5.28 \pm 0.27$	$5.25 \pm 0.27$
5	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$6.29 \pm 0.37$	$6.35 \pm 0.37$	$6.24 \pm 0.38$	$6.28 \pm 0.38$	$6.29 \pm 0.38$
6	$\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$	$7.06 \pm 0.63$	$7.26 \pm 0.63$	$7.26 \pm 0.64$	$7.68 \pm 0.65$	$7.31 \pm 0.64$

Tabelle 5.4: Resonanzausbeute des  $\Phi(1020)$ -Mesons in den sechs Zentralitätsabschnitten (siehe Kap. 4.3.2) der  $PbPb$ -Daten laut den vier untersuchten Analysemethoden sowie die resultierenden, gewichteten Mittelwerte.

tes gezeigt, während im rechten Bild als Abszisse die aus positiver und negativer Hadronmultiplizität gemittelte Teilchenzahl gewählt wurde.

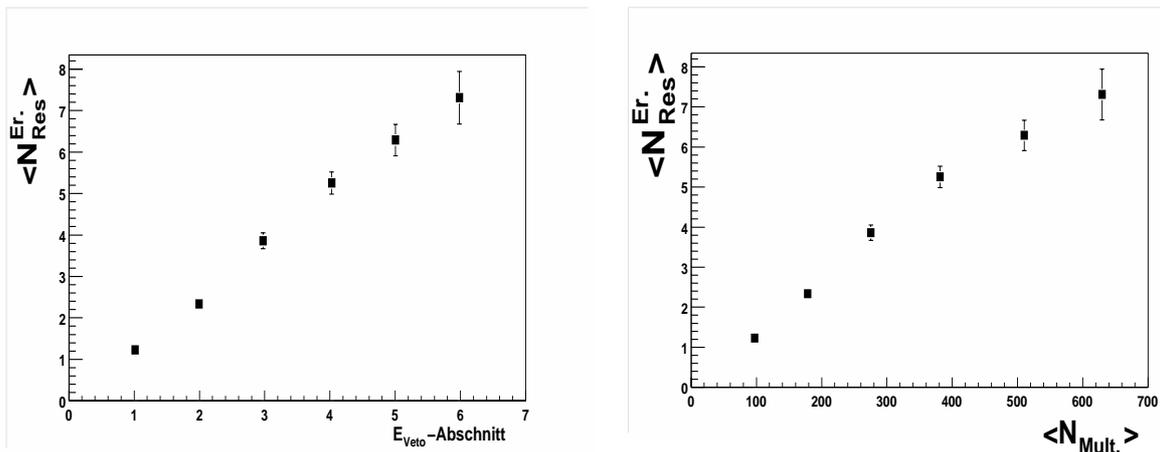


Abbildung 5.20: Resonanzausbeute  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$  je Ereignis für das  $\Phi(1020)$ -Meson in  $PbPb$ -Daten. Links ist die normalisierte Resonanzausbeute als Funktion der Zentralitätsabschnitte laut Kap. 4.3.2 wiedergegeben; rechts dasselbe als Funktion der im jeweiligen Abschnitt registrierten mittleren Teilchenmultiplizität  $\langle N_{Mult.} \rangle$ .

## b. Vergleich zu $pp$ -Daten

Der Vergleich zu  $pp$ -Daten soll mit dem Verhältnis der Resonanzproduktion in Kern-Kern-Kollisionen zu dem mittleren  $pp$ -Wert der Resonanzausbeute beginnen. In Abb. 5.21 ist der Quotient  $\langle \Phi(1020) \rangle_{PbPb} / \langle \Phi(1020) \rangle_{pp}$  in den sechs Abschnitten dargestellt, so daß sich der erwartete Anstieg der  $\Phi(1020)$ -Produktion ablesen läßt. Es sei darauf hingewiesen, daß sich der  $s\bar{s}$ -Zustand  $\Phi(1020)$  in allen  $E_{Veto}$ -Abschnitten im Unterschied zum  $s\bar{d}$ -Zustand  $K^{*0}$  (896) etwa doppelt so stark erhöht

(vgl. Abb. 5.13). Des weiteren läßt sich wiederum mit der Skalierung der Resonanz-  
ausbeute auf die Anzahl  $\langle N_{\text{getr. Nukl.}} \rangle$  der in der Kollision getroffenen Nukleonen, den *wounded nucleons*, eine zusätzliche Facette (Abb. 5.22) des Vergleichs zwischen *pp*-  
und *PbPb*-Daten illuminieren.

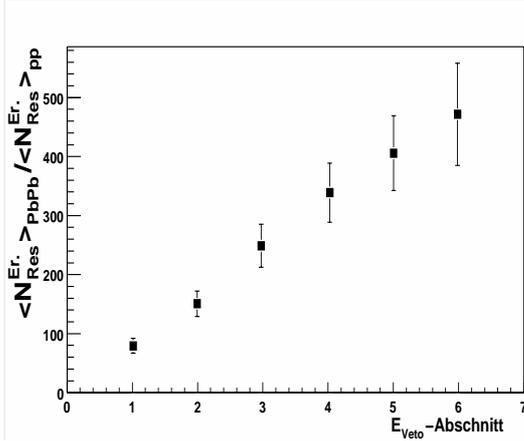


Abbildung 5.21: Resonanzausbeute  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$  je Ereignis für das  $\Phi(1020)$ -Meson in *PbPb*- im Verhältnis zu dem aus allen *pp*-Daten ermittelten Wert.

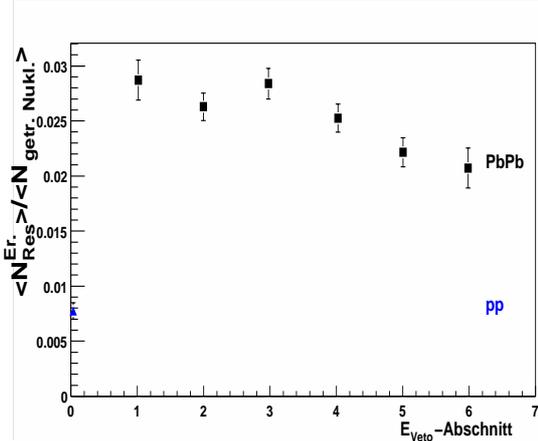


Abbildung 5.22: Die Resonanzausbeute im Verhältnis zur Anzahl  $\langle N_{\text{getr. Nukl.}} \rangle$  der in der Kollision getroffenen Nukleonen, aufgetragen als Funktion des Zentralitätsabschnittes.

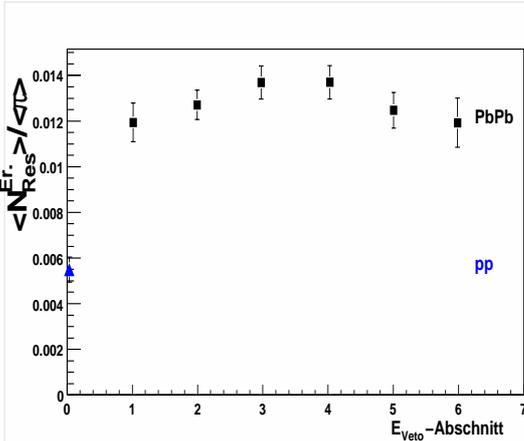


Abbildung 5.23: Dargestellt ist die  $\Phi(1020)$ -Ausbeute in *PbPb*-Daten skaliert zur Pionmultiplizität ( $\langle \pi \rangle$ ); links ist der entsprechende Wert in *pp*-Daten eingezeichnet.

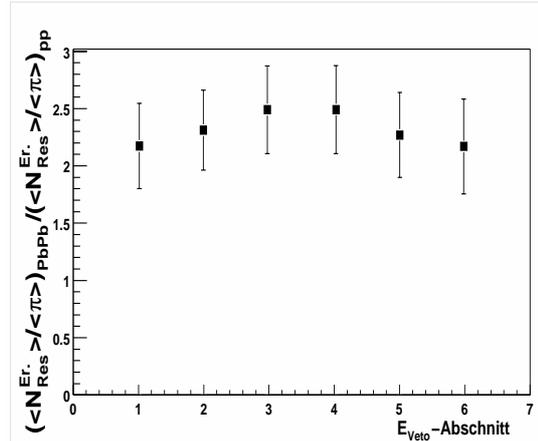


Abbildung 5.24: Das  $\langle \Phi(1020) \rangle / \langle \pi \rangle$ -Verhältnis in *PbPb*-Daten skaliert zum entsprechenden Verhältnis in *pp*-Daten ist aufgetragen als Funktion des Zentralitätsabschnittes.

Zur näheren Beleuchtung der erwähnten Erhöhung der Resonanzproduktion in den Kern-Kern-Daten sei mit Abb. 5.23 das Verhältnis der  $\Phi(1020)$ -Multiplizität zur Pionmultiplizität gegeben, während in Abb. 5.24 wiederum das Doppelverhältnis  $(\langle\Phi(1020)\rangle/\langle\pi\rangle)_{PbPb}/(\langle\Phi(1020)\rangle/\langle\pi\rangle)_{pp}$  dargestellt ist. Dieses Doppelverhältnis errechnet sich je nach Zentralitätsabschnitt mit Werten von 2.2 – 2.5 in etwa doppelt so hoch wie der analoge Wert aus der Analyse des  $\overline{K}^{*0}(896)$ -Mesons. In den beiden zentralsten Abschnitten (5 und 6) scheint die  $\Phi(1020)$ -Produktion im Vergleich zum trendmäßig in den Daten erkennbaren Anstieg etwas unterschätzt zu werden. Diese Abweichung liegt jedoch innerhalb der statistischen Fehler und ist konsistent mit einer publizierten Untersuchung der  $\Phi(1020)$ -Produktion nur im zentralsten  $PbPb$ -Zentralitätsabschnitt ([Fri+ 98]).

Wird schließlich wie in Abb. 5.25 und Abb. 5.26 das Verhältnis  $\langle\Phi(1020)\rangle/\langle\pi\rangle$  sowie das Verhältnis dieses Wertes in  $PbPb$ -Kollisionen zu dem entsprechenden Quotienten in  $pp$ -Daten mit  $x_F(p)$ -abhängigen Resonanzausbeuten in  $pp$ -Kollisionen gebildet, so ist wiederum ein leicht größerer Wert der Erhöhung der Seltsamkeitsproduktion von – je nach  $E_{Veto}$ -Abschnitt – etwa 1.9 bis 2.9 zu konstatieren (für den zentralsten Abschnitt siehe auch die Resultate in [Frie 99]). Durch die in  $pp$ -Kollisionen ebenfalls mit  $x_F(p)$  ansteigende  $\Phi(1020)$ -Produktion ist der im Ansatz in Abb. 5.24 zu erkennende Anstieg bei zentraleren Stößen im Rahmen der Fehler zumindest kompensiert, wie aus Abb. 5.26 ersichtlich ist.

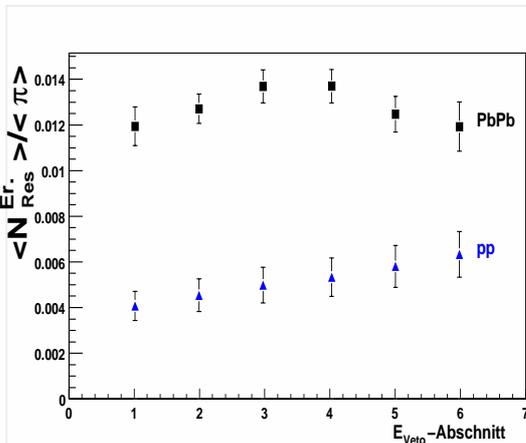


Abbildung 5.25: Wiedergegeben ist das  $\langle\Phi(1020)\rangle/\langle\pi\rangle$ -Verhältnis in  $PbPb$ -Daten analog Abb. 5.23; darunter die laut dem  $x_F$ -Wert des führenden Protons in  $pp$ -Kollisionen entsprechenden Werte für den korrespondierenden Zentralitätsabschnitt.

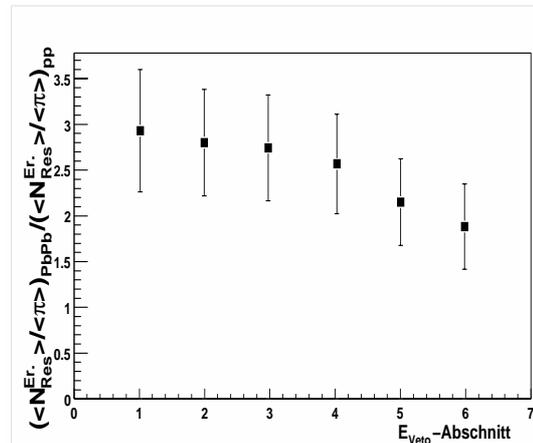


Abbildung 5.26: Das Doppelverhältnis  $\Phi(1020)$ -/Pionmultiplizität in  $PbPb$ - zu  $pp$ -Daten analog Abb. 5.24 ist wiedergegeben mit hier  $x_F(p)$ -abhängigen Werten bei den  $pp$ -Daten.

Im Zusammenhang mit diesen letzten beiden Abbildungen sowie den analogen Bildern für das  $\overline{K}^{*0}(896)$  (Abb. 5.17 und Abb. 5.18) sei jedoch auf die Komplexität einer physikalischen Interpretation hingewiesen. Wegen der in  $PbPb$ -Kollisionen durchaus verschiedenen  $x_F(p)$ -Verteilungen im Vergleich zu  $pp$ -Kollisionen müßte für eine weitergehende Interpretation der hier vorgestellten Daten diese Tatsache im Rahmen eines Modells in Betracht gezogen werden. Eine Möglichkeit besteht in der Faltung der gemessenen Resonanzmultiplizitäten in  $pp$ -Reaktionen mit den jeweiligen  $x_F(p)$ -Verteilungen in den Zentralitätsabschnitten der  $PbPb$ -Daten, um aus den Messungen in  $pp$ -Kollisionen Voraussagen für Kern-Kern-Stöße zu erzielen (siehe [Afa+ 00]). Als weitere Möglichkeit ließe ein Vergleich mit existierenden Modellen, wie etwa mit den diversen mikroskopischen Beschreibungen ([Wern 89, Wern 93, Sorg 95, Geig 97]) weitere Einsicht zu, ist allerdings auf Grund des hierfür notwendigen Aufwandes nicht Bestandteil dieser Studie. Eine Ergänzung der gezeigten Vergleiche zwischen den Meßwerten in  $pp$ - und  $PbPb$ -Daten durch Vergleiche zwischen Modellvorhersagen und dem Meßwert in  $PbPb$ -Kollisionen ist jedoch wünschenswert.



# Kapitel 6

## Résumé

Als Abschluß soll an dieser Stelle nun noch ein Résumé der in dieser Studie untersuchten Fragestellungen und der dabei erzielten Resultate gegeben werden.

Das Ziel der Abhandlung war die Beleuchtung der Resonanzproduktion in  $pp$ - und  $PbPb$ -Kollisionen sowie der Vergleich der Resonanzproduktion in den beiden Kollisionssystemen, welcher auch differenziert bezüglich des in der Kollision stattfindenden Energieumsatzes durchgeführt wurde. Insbesondere ließ dies Aussagen über die Erhöhung der Produktion von Teilchen mit seltsamen Konstituentenquarks in Kern-Kern-Stößen zu.

Das Objekt der Untersuchung waren hierbei mit den Mesonen  $\overline{K}^{*0}(896)$  und  $\Phi(1020)$  ein  $s\bar{d}$ -Zustand und ein  $s\bar{s}$ -Zustand, also Teilchen mit einem bzw. zwei seltsamen Konstituentenquarks.

In den Proton-Proton-Kollisionen bei der SPS-Energie von  $\sqrt{S} = 17.2$  GeV ließ sich jeweils

- der totale, inklusive Wirkungsquerschnitt der Resonanzen,

- die transversale Verteilung,
- die longitudinale Verteilung sowie
- die Abhängigkeit der Resonanzproduktion vom Energieumsatz in der Kollision

bestimmen.

Der totale, inklusive Wirkungsquerschnitt liegt demzufolge für das  $\overline{K}^{*0}(896)$  bei  $\sigma_{Res}^{total} = 1.50 \pm 0.23$  mb, was zu einer Resonanzausbeute von  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle = 0.052 \pm 0.008$  Mesonen pro Ereignis korrespondiert, und für das  $\Phi(1020)$  bei  $\sigma_{Res}^{total} = 0.449 \pm 0.044$  mb, also  $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle = 0.0155 \pm 0.0015$  Mesonen pro Ereignis.

In den PbPb-Daten konnte durch einen mittels der  $E_{Veto}$ -Energie kontrollierten Grad der Zentralität des Stoßes die Produktion dieser beiden Teilchen in systematischer Weise in Abhängigkeit von der Größe des Kollisionssystemes bestimmt werden. Es ergab sich hierbei

- für das  $\overline{K}^{*0}(896)$   
ein Anstieg der Resonanzproduktion von 2.2 auf 12.8 Mesonen pro Ereignis, sowie
- für das  $\Phi(1020)$   
eine Erhöhung der Resonanzproduktion von 1.2 auf 7.3 Mesonen pro Ereignis.

Zudem konnte durch den Vergleich der in pp- und PbPb-Kollisionen erzielten Resultate die erhöhte Produktion von Teilchen mit seltsamen Konstituentenquarks studiert werden. Dies wurde auch bei gleichem Energieumsatz in den beiden Kollisionssystemen untersucht. Als Resultat läßt sich eine Erhöhung des Verhältnisses der Resonanz- zur Pionmultiplizität in PbPb- im Vergleich zu pp-Daten festhalten.

- Im Falle des  $\overline{K}^{*0}(896)$ , einem  $s\bar{d}$ -Zustand  
um den Faktor von etwa  $\left( \langle \overline{K}^{*0}(896) \rangle / \langle \pi \rangle \right)_{PbPb} / \left( \langle \overline{K}^{*0}(896) \rangle / \langle \pi \rangle \right)_{pp} \approx 1.4$
- und im Falle des  $\Phi(1020)$ , einem  $s\bar{s}$ -Zustand  
um den Faktor von etwa  $\left( \langle \Phi(1020) \rangle / \langle \pi \rangle \right)_{PbPb} / \left( \langle \Phi(1020) \rangle / \langle \pi \rangle \right)_{pp} \approx 1.9 - 2.9$ .

Es ist zum einen der Feststellung Wert, daß mit zunehmendem  $x_F$  des führenden Protons, also mit zunehmendem Energieumsatz in der Kollision eine Steigerung der Resonanzproduktion auch in pp-Stößen deutlich sichtbar ist. Zum anderen zeigt der Vergleich der Messungen in den beiden Kollisionssystemen sowohl ohne als auch mit Berücksichtigung des Energieumsatzes in der Kollision die Erhöhung der Produktion von Teilchen mit seltsamen Konstituentenquarks in PbPb-Kollisionen.

Nach dieser Zusammenfassung der Resultate sollte der Blick auch nach vorne gerichtet werden, um die weiteren Möglichkeiten zu beleuchten. In diesem Zusammenhang ist

- einerseits die Analyse weiterer Datensätze und
- andererseits der Vergleich mit mikroskopischen Modellen

zu nennen. Der erste Punkt scheint geboten, insofern die in Tab. B.2 reflektierte Vielzahl an anderen, möglichen Untersuchungen unter anderem die Einbeziehung weiterer Kollisionssysteme sowie der Energieabhängigkeit einschließt. Der letzte Punkt ist mindestens ebenso interessant, da die vorliegenden Ergebnisse zum einen, ausgehend von den  $pp$ -Kollisionen, Voraussagen für Kern-Kern-Stöße erlauben und zum anderen eines detaillierten Vergleichs mit existierenden Modellen harren, um eine fundierte Interpretation zu gestatten.



# Anhang A

## Kinematische Variable und Konventionen

Abschließend soll aus Gründen der Übersichtlichkeit und Vollständigkeit noch die Definition und Berechnung verschiedener kinematischer Variable sowie deren Beziehungen untereinander erfolgen. Ebenso soll auf die in dieser Abhandlung verwendeten Konventionen hingewiesen werden.

Es wird im allgemeinen das in der Hochenergiephysik gebräuchliche, natürliche Einheitensystem benutzt, also  $\hbar = 1$  und  $c = 1$  gesetzt, womit Masse, Impuls und Energie die Einheit  $GeV$ , Länge und Zeit die Einheit  $m$  besitzen.

Wegen der Symmetrieverhältnisse in den Kollisionen wird meist ein zylindrisches Koordinatensystem verwendet. Mit der Energie  $E$ , dem Impuls  $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$  und der Ruhemasse  $m_0$  eines Teilchens hat man hierfür mehrere Möglichkeiten der Beschreibung. Die Symmetrie ist dabei um den Azimuthwinkel

$$\Psi = \arctan\left(\frac{p_y}{p_x}\right) \tag{A.1}$$

gegeben, als weitere Koordinaten finden  $p_T$  und  $m_T$  in transversaler – sowie die Feynmanvariable  $x_F$  und die Rapidität  $Y$  neben dem Longitudinalimpuls  $p_L = p_z$  in Vorwärtsrichtung Verwendung. Dabei ist

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad \text{der Transversalimpuls,} \tag{A.2}$$

$$m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2} \quad \text{die transversale Masse,} \tag{A.3}$$

$$x_F = \frac{p_z^{CMS}}{p_{max}} \quad \text{die Feynmanvariable sowie} \quad (\text{A.4})$$

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad \text{die Rapidität.} \quad (\text{A.5})$$

Die Formel A.4 bedarf noch der Erläuterung durch die im Falle eines *fixed target*-Experimentes gültige Definition der Schwerpunktsenergie

$$\sqrt{S} = \sqrt{m_{Targ.}^2 + m_{Proj.}^2 + 2m_{Targ.} \sqrt{m_{Proj.}^2 + \vec{p}_{Proj.}^2}} \quad , \quad (\text{A.6})$$

was mit der zur Protonmasse gesetzten Masse des Target- und Projektilteilchens  $m_{Targ.}$  und  $m_{Proj.}$  und dem Strahlimpuls  $|\vec{p}_{Proj.}| = 158.0 \text{ GeV}$  für das NA49-Experiment einen Wert von  $\sqrt{S} = 17.27 \text{ GeV}$  liefert. Damit ergibt sich der maximal verfügbare Impuls  $p_{max}$  zu

$$p_{max} = \sqrt{\frac{S}{4} - m_{Targ.}^2} = 8.58 \text{ GeV} \quad , \quad (\text{A.7})$$

während sich der Longitudinalimpuls  $p_z^{CMS}$  eines Teilchens im Schwerpunktsystem durch Lorentztransformation laut

$$p_z^{CMS} = \gamma (p_z - \beta E) \quad (\text{A.8})$$

mit  $\beta = \frac{|\vec{p}_{Proj.}|}{m_{Targ.}^2 + \sqrt{m_{Proj.}^2 + \vec{p}_{Proj.}^2}} = 0.994$  und  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = 9.203$ , also  $\beta\gamma = 9.148$ , berechnet. Demgegenüber zeigt die Rapidität bei Lorentztransformation von einem System  $A$  in ein relativ dazu mit der Geschwindigkeit  $\beta = \frac{v}{c}$  bewegtes System  $B$  gemäß

$$Y_B = Y_A - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \quad (\text{A.9})$$

additives Verhalten.

# Anhang B

## Übersicht interessanter Zerfallskanäle und verfügbare Datensätze im Experiment NA49

Ein Überblick der im Kontext dieser Abhandlung interessanten Zerfallskanäle mit den niedrigsten hadronischen Resonanzen und deren Eigenschaften sei in Tab. B.1 gegeben.

Zerfallskanal	Resonanzzustand	Masse $m$ [MeV]	Breite $\Gamma$ [MeV]	Verzweigungsverhältnis	Mult. $N_{pp}$ in pp ([Beca 97]) ( $\sqrt{S} = 27.4$ GeV)	Erw. Mult. in PbPb ( $N_{pp} * 208$ )
$\pi^- \pi^+$	$\rho^0$	776.6	150.9	$\approx 1.0$	0.543	112.9
$K^- \pi^+$	$\overline{K}^{*0}$	896.1	50.5	0.666	0.0708	14.7
$K^+ \pi^-$	$K^{*0}$	896.1	50.5	0.333	0.0927	19.2
$K^+ \pi^-$	$K_2^{*0}$	1432.4	109	0.497		
$K^- K^+$	$\Phi$	1019.4	4.43	0.491	0.0262	5.5
$K^- K^+$	$f_2$	1274.8	185.4	0.046	0.0684	14.2
$p^+ \pi^-$	$\Delta^0$	1233.6	117.9	$> 0.99$	0.212	44.0
$p^+ K^-$	$\Lambda^*$	1519.5	15.6	0.45	0.00996	2.1
$\pi^- \pi^+ \pi^0$	$\eta$	547.5	1.18	0.23	0.366	76.1

Tabelle B.1: Überblick über die Zerfallskanäle mit den niedrigsten hadronischen Resonanzen und deren Eigenschaften.

Außerdem kann man in Tab. B.2 die Vielfalt der im Experiment NA49 bis dato zur Verfügung stehenden Daten, von elementaren  $pp$ -Kollisionen über  $p$ -Kern- bis hin zu *Nukleus-Nukleus*-Stößen, ablesen, wobei zudem die in die Kollision fließende Energie variiert sowie meistens die Größe des Kollisionssystems kontrolliert verändert werden kann. Durch den Zeitpunkt der Rekonstruktion der Datensätze bedingt, wurden in dieser Abhandlung vornehmlich  $pp$ - und periphere  $PbPb$ -Kollisionen benutzt, was jedoch dem ursprünglichen Vorhaben weitgehend genügte.

Kollisions- system	Strahl- impuls [GeV/Nukl.]	Zentralität	Magnetfeld- konfiguration	Auf- nahmezeit- raum	Rekon- struktions- status	Statistik (ungefähr)	Verwen- dung in Analyse
$pp$	158	peripher	STD+	1997	rek. 1998	1.100.000	ja
$pp$	100	peripher	STD+	1998	rek. 2000	640.000	nein
$pp$	40	peripher	$\frac{1}{4}$ STD+	1998	rek. 2000	250.000	nein
$pp$	40	peripher	$\frac{1}{4}$ STD+	1999	rek. 2000	160.000	nein
$pp$	158	peripher	STD+	1999	rek. 2000	1.200.000	nein
$dp$	40	peripher	$\frac{1}{4}$ STD+	1999	rek. 2000	650.000	nein
$pPb$	158		STD+	1997	rek. 1998	60.000	nein
$pPb$	158		STD+	1999	rek. 2000	1.300.000	nein
$pAl$	158		STD+	1997	rek. 1998	60.000	nein
$\pi Pb$	158		STD+	1997	rek. 1998	60.000	nein
$\pi Pb$	158		STD+	1999	rek. 2000	170.000	nein
$\pi Al$	158		STD+	1997	rek. 1998	60.000	nein
$PbPb$	158	peripher	STD+	1996	rek. 1999	250.000	ja
$PbPb$	158	zentral	STD+	1996	rek. 2000	400.000	nein
$PbPb$	158	peripher	STD-	1996	in Vorb.	250.000	nein
$PbPb$	158	zentral	STD-	1996	in Vorb.	400.000	nein
$CC$	158	zentral	STD+	1998	in Vorb.	40.000	nein
$SiSi$	158	zentral	STD+	1998	in Vorb.	30.000	nein
$PbPb$	40	zentral	$\frac{1}{4}$ STD-	1999	rek. 2000	60.000	nein

Tabelle B.2: Übersicht über die im Experiment NA49 zur Verfügung stehenden – sowie der zu vorliegender Analyse verwendeten Datensätze.

# Symbolverzeichnis

Die wichtigsten, verwendeten Variablennamen und deren Bedeutung seien zum Nachschlagen kurz hier aufgelistet.

- $x, y, z$  := Raumkoordinaten des globalen Koordinatensystems  
 $\Psi, \lambda$  := Azimuthwinkel, Steigungswinkel  
 $p_x, p_y, p_z$  := Impulskoordinaten  
 $p_L, p_T$  := Longitudinal- und Transversalimpuls  
 $p_{Lab}, p^{CMS}$  := Labor- und Schwerpunktsimpuls  
 $E$  := Energie eines Teilchens der Masse  $m$   
 $m_T$  := Transversale Masse  
 $x_F$  := Feynmanvariable  
 $Y$  := Rapidität  
 $S$  := Quadrat der Schwerpunktsenergie  
 $\beta, \gamma$  := Relativistische Größen  
 $J$  := Spin  
 $b$  := Stoßparameter  
 $I_{Sp.}$  := Ladung eines Spurpunktes  
 $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle$  := Mittlerer Energieverlust pro Wegstrecke  
 $\sigma_{dE/dx}$  := Experimentelle Auflösung der Teilchenidentifikation über dE/dx-Spektren  
 $N_{dE/dx}$  := Anzahl der zur Berechnung des Energieverlustes verwendeten Spurpunkte  
 $\rho_i(p, p_T)$  := Phasenraumbesetzung für die Teilchensorte  $i \in (e^\pm, \pi^\pm, K^\pm, p^\pm)$   
 $P(i, \frac{dE}{dx}, p, p_T)$  := Wahrscheinlichkeit einer Spur für Teilchensorte  $i$   
 $N_p^{pot.}$  := Laut Geometrie maximal mögliche Anzahl der Punkte auf einer Spur  
 $E_{Veto}$  := Im Vetokalorimeter gemessener Energieverlust  
 $m_{inv}$  := Invariante Masse  
 $\langle N_{Res}^{Er.} \rangle$  := Anzahl der produzierten Resonanzen pro Ereignis  
 $\sigma_{Res}^{inel.}$  := Totaler inelastischer Wirkungsquerschnitt  
 $\sigma_{Res}^{total}$  := Totaler inklusiver Wirkungsquerschnitt



# Tabellenverzeichnis

2.1	Tabelle der bisher bekannten Fermionen und Eichbosonen . . . . .	4
3.1	Tabelle der wichtigsten Parameter der Spurendriftkammern in NA49 .	30
4.1	Parameter der Bethe-Bloch-Parametrisierungen in $pp$ - und $PbPb$ -Daten	50
4.2	Ereignisselektion in $pp$ - und $PbPb$ -Daten . . . . .	60
4.3	Spurselektion in $pp$ - und $PbPb$ -Daten . . . . .	61
4.4	Zentralitätsabschnitte in den peripheren $PbPb$ -Daten . . . . .	62
5.1	Resonanzausbeute und Gesamtwirkungsquerschnitt der $\overline{K}^{*0}(896)$ -Erzeugung	78
5.2	Resonanzausbeute und Gesamtwirkungsquerschnitt der $\Phi(1020)$ -Erzeugung	82
5.3	Resonanzausbeute des $\overline{K}^{*0}(896)$ -Mesons in $PbPb$ -Daten . . . . .	89
5.4	Resonanzausbeute und Gesamtwirkungsquerschnitt des $\Phi(1020)$ -Mesons in $PbPb$ -Daten . . . . .	94
B.1	Überblick über die Zerfallskanäle mit den niedrigsten hadronischen Resonanzen . . . . .	105
B.2	Übersicht über die im Experiment NA49 zur Verfügung stehenden Datensätze . . . . .	106



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt in $pp$ -Kollisionen . . . . .	6
2.2	Mittlere Multiplizität geladener Teilchen in $pp$ -Kollisionen . . . . .	6
2.3	Differentieller invarianter Wirkungsquerschnitt verschiedener geladener Teilchen in $pp$ -Kollisionen . . . . .	7
2.4	Stringfragmentation . . . . .	8
2.5	Kollisionsgeometrie in Nukleus-Nukleus-Kollisionen . . . . .	10
2.6	Landaubild einer Kern-Kern-Kollision . . . . .	11
2.7	Björkenbild einer Kern-Kern-Kollision . . . . .	11
2.8	Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie . . . . .	13
3.1	Beschleunigerkomplex am CERN . . . . .	20
3.2	Prinzip des Aufbaus des Experimentes NA49 . . . . .	22
3.3	Definition des Koordinatensystems und dessen Variable . . . . .	23
3.4	Gas-Čerenkovzähler zur Detektion von $Pb$ -Strahlprojektilen . . . . .	24
3.5	Prinzip von Spurendriftkammern . . . . .	27
3.6	Schematischer Aufbau der Spurendriftkammern . . . . .	29
3.7	Schema der Detektorelektronik . . . . .	31
3.8	Räumliche Ansicht des Experimentes NA49 . . . . .	33
4.1	Landauverteilung des Energieverlustes . . . . .	39
4.2	Parametrisierung der Bethe-Bloch-Funktion . . . . .	41
4.3	Bestimmung der Bethe-Bloch-Parametrisierung . . . . .	50
4.4	$\frac{dE}{dx}$ -Spektren in $p$ - $p_T$ -Bereichen . . . . .	51
4.5	Abweichung $\Delta m(p, p_T)$ von der Bethe-Bloch-Parametrisierung (für $PbPb$ -Daten) . . . . .	53

4.6	Breiten $\sigma(p, p_T)$ der $\frac{dE}{dx}$ -Spektren (für $PbPb$ -Daten) . . . . .	53
4.7	Phasenraumbesetzungen $\rho_i(p, p_T)$ (für $pp$ -Daten) . . . . .	54
4.8	Phasenraumbesetzungen $\rho_i(p, p_T)$ (für $PbPb$ -Daten) . . . . .	55
4.9	Verschiedene Teilchenverhältnisse (im Falle von $pp$ -Daten) . . . . .	55
4.10	Verschiedene Teilchenverhältnisse (im Falle von $PbPb$ -Daten) . . . . .	56
4.11	Prinzip der Wahrscheinlichkeitsberechnung . . . . .	56
4.12	Beispiel eines Spektrums der invarianten Masse mit kombinatorischen Untergrund . . . . .	58
4.13	Beispiel eines untergrundsubtrahierten Spektrums der invarianten Mas- se . . . . .	58
4.14	$E_{Veto}$ -Spektrum mit Zentralitätsabschnitten . . . . .	62
4.15	Korrelation zwischen Vetoenergie $E_{Veto}$ und Stoßparameter $b$ . . . . .	62
4.16	Verteilung der Feynmanvariable $x_F$ des führenden Protons in $pp$ - Kollisionen . . . . .	63
4.17	Geometrische Akzeptanz $F_i^{Akz.}(Y_i, p_T)$ . . . . .	64
4.18	Asymmetrische, relativistische Breit-Wigner-Verteilung der Resonanz- masse . . . . .	67
4.19	Berücksichtigung höherer Resonanzen in der Simulation . . . . .	70
5.1	Beispiel der Extraktion des Resonanzsignales für das $\overline{K}^{*0}(896)$ in $pp$ - Daten . . . . .	77
5.2	Vergleich des Wirkungsquerschnittes der $\overline{K}^{*0}(896)$ -Erzeugung zu Li- teraturwerten . . . . .	78
5.3	Transversalimpulsverteilung des $\overline{K}^{*0}(896)$ . . . . .	79
5.4	Longitudinalimpulsverteilung des $\overline{K}^{*0}(896)$ . . . . .	80
5.5	Abhängigkeit der mittleren Multiplizität des $\overline{K}^{*0}(896)$ -Mesons vom Energieverlust . . . . .	81
5.6	Beispiel der Extraktion des Resonanzsignales für das $\Phi(1020)$ in $pp$ - Daten . . . . .	83
5.7	Vergleich des Wirkungsquerschnittes der $\Phi(1020)$ -Erzeugung zu Lite- raturwerten . . . . .	84
5.8	Transversalimpulsverteilung des $\Phi(1020)$ . . . . .	84
5.9	Longitudinalimpulsverteilung des $\Phi(1020)$ . . . . .	85

5.10	Abhängigkeit der mittleren Multiplizität des $\Phi(1020)$ -Mesons vom Energieverlust . . . . .	86
5.11	Beispiel der Extraktion des Resonanzsignales für das $\overline{K}^{*0}(896)$ in $PbPb$ -Daten . . . . .	88
5.12	Resonanzausbeute je Ereignis für das $\overline{K}^{*0}(896)$ -Meson in $PbPb$ -Daten	89
5.13	Verhältnis der Resonanzausbeute je Ereignis für das $\overline{K}^{*0}(896)$ -Meson in $PbPb$ - zu $pp$ -Daten . . . . .	90
5.14	Resonanzausbeute im Verhältnis zur Anzahl der in der Kollision getroffenen Nukleonen für das $\overline{K}^{*0}(896)$ -Meson . . . . .	90
5.15	Resonanzausbeute für das $\overline{K}^{*0}(896)$ -Meson in $PbPb$ -Daten skaliert zur Pionmultiplizität . . . . .	91
5.16	Resonanzausbeute im Verhältnis zur Pionmultiplizität für das $\overline{K}^{*0}(896)$ -Meson in $PbPb$ -Daten skaliert zum entsprechenden Verhältnis in $pp$ -Daten . . . . .	91
5.17	Resonanzausbeute für das $\overline{K}^{*0}(896)$ -Meson in $PbPb$ -Daten skaliert zur Pionmultiplizität . . . . .	92
5.18	Doppelverhältnis analog Abb. 5.16 mit $x_F(p)$ -abhängigen Werten im Falle der $pp$ -Daten . . . . .	92
5.19	Beispiel der Extraktion des Resonanzsignales für das $\Phi(1020)$ in $PbPb$ -Daten . . . . .	93
5.20	Resonanzausbeute je Ereignis für das $\Phi(1020)$ -Meson in $PbPb$ -Daten	94
5.21	Verhältnis der Resonanzausbeute je Ereignis für das $\Phi(1020)$ -Meson in $PbPb$ - zu $pp$ -Daten . . . . .	95
5.22	Resonanzausbeute im Verhältnis zur Anzahl der in der Kollision getroffenen Nukleonen für das $\Phi(1020)$ -Meson . . . . .	95
5.23	Resonanzausbeute für das $\Phi(1020)$ -Meson in $PbPb$ -Daten skaliert zur Pionmultiplizität . . . . .	95
5.24	Resonanzausbeute im Verhältnis zur Pionmultiplizität für das $\Phi(1020)$ -Meson in $PbPb$ -Daten skaliert zum entsprechenden Verhältnis in $pp$ -Daten . . . . .	95
5.25	Resonanzausbeute für das $\Phi(1020)$ -Meson in $PbPb$ -Daten skaliert zur Pionmultiplizität . . . . .	96
5.26	Doppelverhältnis analog Abb. 5.24 mit $x_F(p)$ -abhängigen Werten im Falle der $pp$ -Daten . . . . .	96



# Literaturverzeichnis

- [Abb+ 94] T. Abbott et al., Phys. Rev. C 50, 1024; 1994
- [Afa+ 00] S. V. Afanasiev et al. (NA49 Kollaboration), CERN/SPSLC/P264 Addendum 5; 2000
- [Agu+ 82] M. Aguilar-Benitez et al. (LEBC-EHS Kollaboration), Z. Phys. C 50, 405; 1991
- [Ake+ 82] T. Åkesson et al. (AFS Kollaboration), Nucl. Phys. B 203, 27; 1982
- [Ake+ 77] C. Akerlof et al., Phys. Rev. Lett. 39, 861; 1977
- [Al1+ 94] Th. Alber et al., Nucl. Instr. and Meth. A 349, 56; 1994
- [Al2+ 94] Th. Alber et al. (NA35 Kollaboration), Z. Phys. C 64, 195; 1994
- [Ambr 86] K. Ambrus, Dissertation, Universität Heidelberg; 1986
- [Ande 98] B. Andersson, The Lund Model; Cambridge University Press 1998
- [AnGu 93] B. Andersson, G. Gustafson und H. Pi., Z. Phys. C 57, 485; 1993
- [And+ 76] K. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 37, 799; 1976
- [And+ 94] E. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 327 B, 433; 1994
- [Ang+ 93] N. Angert et al., CERN Heavy Ion Facility Design Report, CERN-Report 93-01; 1993
- [Ant+ 82] Y. Antipov et al., Phys. Lett. B 110, 326; 1982
- [App+ 98] H. Appelshäuser et al. (NA49 Kollaboration), Eur. Phys. J. C 2, 661; 1998
- [Azi+ 86] T. Aziz et al. (EHS-RCBC Kollaboration), Z. Phys. C 30, 381; 1986
- [Bad+ 96] E. Badura et al., Nucl. Instr. and Meth. A 379, 468; 1996

- [Beca 96] F. Becattini, Z. Phys. C 69, 485; 1996
- [Beca 97] F. Becattini, U. Heinz, Z. Phys. C 76, 269; 1997
- [Beth 32] H. A. Bethe, Annalen der Physik 5, 325; 1932
- [Bial 98] H. Bialkowska, Proceedings of the ICHEP 1998 Conference; 1998
- [Bie+ 97] F. Bieser et al., Nucl. Instr. and Meth. A 385, 535; 1997
- [Bjør 83] J.D. Bjørken, Phys. Rev. D 27, 140; 1983
- [Blo+ 74] V. Blobel et al., Phys. Lett. B 48/Number 1, 73; 1974
- [Blo+ 75] V. Blobel et al., Phys. Lett. B 59, 88; 1975
- [Bloc 33] F. Bloch, Z. Physik 81, 363; 1933
- [BlRo 93] W. Blum, L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers; Springer 1993
- [Bob+ 83] G. Bobbink et al., Nucl. Phys. B 217, 11; 1983
- [Böc+ 80] K. Böckmann et al., Nucl. Phys. B 166, 284; 1980
- [Brac 99] J. Bracinik, NA49 Note; 1999
- [Bre+ 89] A. Breakstone et al., Z. Physik C 43, 185; 1989
- [Bri+ 82] D. Brick, Phys. Rev. D 25, 2248; 1982
- [Dau+ 86] C. Daum et al. (ACCMOR Kollaboration), Nucl. Phys. B 186, 205; 1981
- [Dij+ 86] H. Dijkstra et al., Z. Phys. C 31, 375; 1986
- [Dri+ 81] D. Drijard et al. (SFM Kollaboration), Z. Phys. C 9, 293; 1981
- [DrFi 84] D. Drijard, H.G. Fischer, T. Nakada; Nucl. Instr. and Meth. 225, 367; 1984
- [Ferm 40] E. Fermi, Phys. Rev. 57, 485; 1940
- [Fisc 00] H. G. Fischer, private Mitteilung; 2000
- [Fri+ 98] V. Friese et al. (NA49 Kollaboration); NA49 Note; 1998
- [Frie 99] V. Friese, Dissertation, Philipps-Universität Marburg; 1999
- [Gabl 98] F. Gabler, Dissertation, Universität Frankfurt; 1998

- [Coop 00] G. E. Cooper, Dissertation, University of California, Berkeley; 2000
- [Hage 83] R. Hagedorn, Riv. Nuovo Cimento 6, 1; 1983
- [Höhn 99] C. Höhne, Diplomarbeit, Philipps-Universität Marburg; 1999
- [Hüb94] K. Hübner, The CERN Accelerator Complex Status and Future, CERN-AC-94-02; 1994
- [Irms 97] D. Irmscher, NA49 Note; 1997
- [Jack 64] J. D. Jackson, Nuov. Cim. 34, 1644; 1964
- [Kic+ 79] H. Kichimi, Phys. Rev. D 20, 37; 1979
- [Koc+ 86] P. Koch, B. Müller, J. Rafelski, Phys. Rev. C 142, 167; 1986
- [Land 44] L. D. Landau, Journal of Physics, Vol. VIII; U.S.S.R. 1944
- [Müll 95] B. Müller, Rep. Prog. Phys. 58, 611; 1995
- [Mock 94] A. Mock, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Physik, München; 1994
- [Mock 97] A. Mock, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München; 1997
- [NIM49 99] S. Afanasiev et al. (NA49 Kollaboration), Nucl. Instr. and Meth. A 430, 210 und CERN-EP/99-001; 1999
- [PaDG 96] Particle Data Group/American Physical Society, Phys. Rev. D 54 (Particles and Fields); 1996
- [Perk 86] Donald H. Perkins, Introduction to high energy physics; Addison Wesley 1986
- [Pueh 98] Falk Pühlhofer; NA49 Note; 1998
- [RD32 96] RD32 Final Report, Technical Report CERN-LHCC/96-16; CERN 1996
- [Rolc 99] C. Roland, Dissertation, Universität Frankfurt; 1999
- [Rück 96] F. Rückl, Theoretische Teilchenphysik; Vorlesung an der LMU München im Wintersemester 1995/96
- [Rybi 98] A. Rybicki, Bericht auf der Kollaborationsversammlung; März 1998
- [Saul 77] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers; Vorlesung am CERN/Genf 1977

- [Schn 93] E. Schnedermann, J. Sollfrank, U. Heinz, Phys. Rev. C 48, 2462; 1993
- [Schm 93] H.R. Schmidt, J. Schukraft, Journal of Physics G 19, 1705; 1993
- [Schö 97] S. Schönfelder, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München; 1997
- [Sikl 99] F. Siklér, Interner Report für die NA49-Kollaboration; 1999
- [Sik+ 99] F. Siklér (NA49 Kollaboration), Proceedings of the Quark Matter 1999 Conference; 1999
- [Sond 94] P. Sonderegger, CERN/PPE/94-21; 1994
- [Sorg 95] H. Sorge, Phys. Rev. C 52, 3291; 1995
- [Susa 00] T. Susa, NA49 Note in Vorbereitung; 2000
- [StPe 71] R. M. Sternheimer, R. F. Peierls, Phys. Rev. B 3, 3681; 1971
- [Tho+ 77] W. Thomé et. al., Nucl. Phys. B 129, 365; 1977
- [Top+ 95] V. Topor Pop et al., Phys. Rev. C 52, 1618; 1995
- [Weni 95] S. Wenig, NA49 Note; 1995
- [Wern 89] K. Werner, Phys. Rev. Lett. 62, 2460; 1989
- [Wern 93] K. Werner, Nucl. Phys. B, Vol. 75/1-2, 275; 1999
- [Geig 97] K. Geiger, R. Longacre und D.K. Srivastava, Computer Physics Communications 104, 70; 1997
- [Wil+ 98] N. Willis et al. (NA50 Kollaboration), Proceedings of Quark Matter 99; 1999
- [Wong 94] Cheuk-Yin Wong, Introduction to high-energy heavy-ion collisions; World Scientific Publishing 1994

## Schlußwort

Schließlich ist es mir eine angenehme Pflicht, allen am Zustandekommen dieser Abhandlung Beteiligten meinen Dank auszusprechen.

Zunächst gilt dies Herrn Prof. Dr. Norbert Schmitz, der mir durch die Aufnahme in die Arbeitsgruppe die Möglichkeit zu dieser Arbeit eröffnete. Für die Betreuung, die Unterstützung in schwierigen Phasen und das angenehme Klima der Zusammenarbeit gebührt Herrn Dr. Peter Seyboth ein großes Dankeschön. Herrn Dr. Volker Eckardt sei für seine treffenden Ratschläge und die freundschaftliche Art des Umganges mit jungen Kollegen gedankt.

Die Atmosphäre innerhalb der Forschungsgruppe wurde durch Herrn Dr. Andreas Schüttauf auf Grund seiner stetigen Hilfsbereitschaft sowie der Freude an gemeinsamen Aktivitäten um vieles bereichert. Genauso trugen mein früherer Kollege Herr Dr. Rudi Ganz, der jederzeit ein offenes Ohr für Probleme hatte, sowie sein Nachfolger Dr. Peter Filip zum Gelingen bei.

Desgleichen ließen sich meine Leidensgenossen Drs. in spe Holm Hümmler und Markus Oldenburg nicht von Fragen ermüden und standen wie Dipl. Phys. Rainer Marstaller und Dipl. Phys. Tobias Eggert mit Rat und Tat bei den Schwierigkeiten des Alltags zur Seite. Frau Janet Seyboth sei für ihre Ratschläge in technischen Dingen und ihren Beitrag zur angenehmen Atmosphäre gedankt. Herr „Michl“ Miguel Vidal konnte zu keiner Tages- und Nachtzeit von der Problemsuche auf den Rechnern erschüttert werden und war immer zu schneller Hilfe bereit. Die Herren Dr. Peter Freund und Dipl. Ing. Hermann Fessler stillten durch ihre Erfahrung auf dem Gebiet der Instrumentation und Detektorausrüstung meine dahingehende Wißbegierde.

Außerdem möchte ich mich bei Frau Sybille Rodriguez-Schneider für vielfältigen organisatorischen Beistand sowie stellvertretend für das „Urgestein“ des Instituts bei Herrn Hans Kühlwein, Herrn Uwe Leupold und Frau Petra Strube für die freundliche Aufnahme am Institut bedanken.

Den Mitgliedern der NA49-Kollaboration, die natürlich nicht alle hier zu nennen sind, sei für die Erfahrung und die Mitarbeit gedankt. Hervorzuheben ist die mir von Seiten des Herren Dr. Hans-Gerhard Fischer zugutegekommene und in jeglicher Hinsicht vorbildliche Unterstützung. Mit Herrn Prof. Dr. Walter Geist durfte ich ein Jahr das Büro teilen und konnte in dieser Zeit enorm von seiner Kreativität und seinem freundschaftlich-menschlichen Wesen lernen.

Es bleibt, meiner Familie für das Verständnis und die erfahrene Unterstützung über die Jahre hinweg von ganzem Herzen den Dank auszusprechen.